No d' ordre : 52

Thèse

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L' UNIVERSITE DE LYON

pour obtenir

le grade de **DOCTEUR DE 3e CYCLE EN PHYSIQUE NUCLEAIRE**

par

Pierre BLANC

SUJET

ETUDE ET REALISATION D'UN CONVERTISSEUR TEMPS - AMPLITUDE DIFFERENTIEL POUR LE DOMAINE DES NANOSECONDES

Soutenue le 3 Février 1962

devant la Commission d' Examen :

MM. **A. SARAZIN** Président

J. DEPRAZ
R. CHERY } Examinateurs

No d' ordre : 52

Thèse

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L' UNIVERSITE DE LYON

pour obtenir

le grade de **DOCTEUR DE 3e CYCLE EN PHYSIQUE NUCLEAIRE**

par

Pierre BLANC

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

SUJET

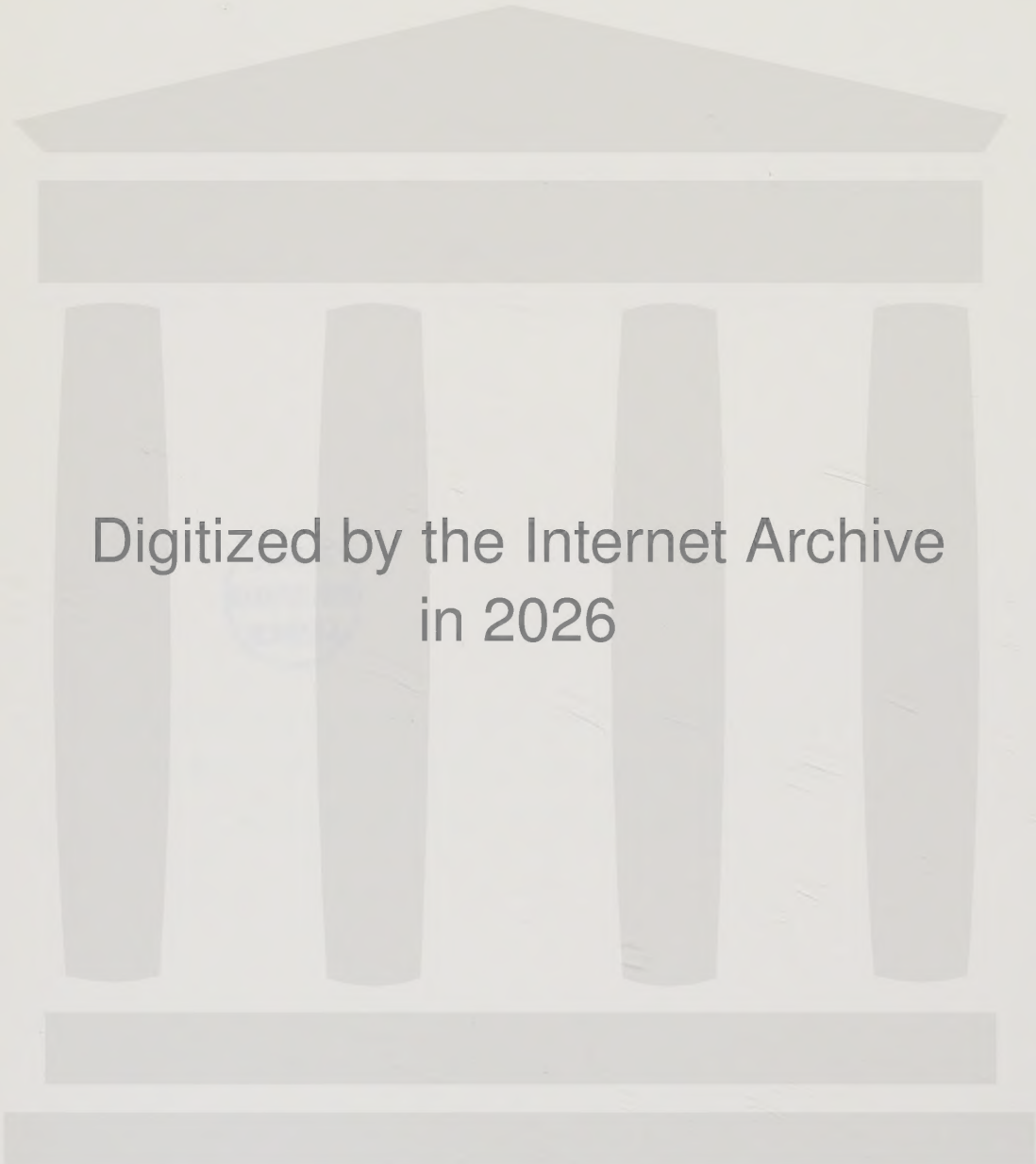
ETUDE ET REALISATION D'UN CONVERTISSEUR TEMPS - AMPLITUDE DIFFERENTIEL POUR LE DOMAINE DES NANOSECONDES

Soutenue le 3 Février 1962

devant la Commission d' Examen :

MM. **A. SARAZIN** Président

J. DEPRAZ
R. CHERY } Examinateurs


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550005_0033

U N I V E R S I T E DE L Y O N

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON
DOUIN
MOUSSA

Professeurs Honoraires

MM.	LOCQUIN	MM.	SOLLAUD
	de LARAMBERGUE		MENTZER
	DOEUVRE		MOUSSA

Doyen

M. GAUTHIER H.

Assesseur

M. BRACONNIER

Professeurs

MM.	LONGCHAMBON	Minéralogie
	DEJARDIN	Physique générale
	DOUIN	Botanique
	EYRAUD H.	Calcul Différentiel et Intégral
	COURTY	Chimie-Physique
	PRETTRE	Chimie Industrielle
	KUHNER	Microbiologie et Mycologie
	MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
	PARIS	Chimie Minérale
	AUMERAS	Chimie
	COLONGE	Chimie Organique
	FLANDRIN	Géologie Appliquée
	JANIN	Physique Expérimentale
	BERNARD	Physique Industrielle
	DUFAY J.	Astronomie
	NIGON	Zoologie Expérimentale
	GAUTHIER H.	Géologie
	VIRET	Géologie
	WAUTIER	Zoologie
	CHOPIN	Chimie Biologique
	CUEILLERON	Chimie
	BRACONNIER	Mathématiques
	EYRAUD Ch.	Chimie Physique Appliquée
	SARAZIN	Physique Nucléaire
	PERES	Physiologie
	MESNARD	Electronique
	GRANDMONTAGNE	Physique
	BOIDIN	Botanique

Professeurs sans chaire

MM.	BOUTILLIER	Minéralogie
	DREUX	Chimie Organique
	LAFOUCRIERE	Physique Nucléaire
	TEICHNER	Chimie Industrielle
	GAUME	Physique
	MERLIN	Chimie M.P.C.
	PAVANS DE CECCATTY	Zoologie
	PHILBERT	Physique Nucléaire

Maîtres de Conférences

MM.	DEPRAZ	Physique Nucléaire
	FERON	Mathématiques
	BERSILLON	Physiologie Végétale S.P.C.N.
	DAVID L.	Géologie
	GAUTHIER J.	Chimie
	LAFORGUE	Physique
	LEGAY	Zoologie Expérimentale S.P.C.N.
	UZAN	Physique S.P.C.N.
	CHENEVOY	Géologie Appliquée
Mle	MAITROT	Physique
MM.	CHANEL	Psychophysiologie
	ASCH	Physique
	DUFAY M.	Physique
	GINET	Zoologie
	MAURY	Mathématiques
	MICHEL	Minéralogie
Mme	ERICSON	Physique Générale
MM.	GEVIN	Géologie
	PONASSE	Mathématiques
	MARTEL	Mécanique
	CHERY	Physique
	LEFEBVRE	Mathématiques
	D'INCAN	Physique
	COHEN-ADAD	Chimie
	PERNET	Mathématiques
Mle	GAUTHERON	Chimie-Biologie

Maîtres de Conférences adjoints

MM.	PIERRON	Chimie
	LEMONDE	Physique

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

Secrétaire Principal

M. BURNET

AVANT - PROPOS

Cette thèse a été préparée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, durant l'année scolaire 1959-1960. Diverses raisons en ont retardé la publication, dont mon appel sous les drapeaux.

Qu'il me soit permis tout d'abord, d'évoquer mon souvenir reconnaissant du Professeur Thibaud, qui m'avait accepté dans son laboratoire et pris pour Assistant.

J'exprime mes remerciements à son successeur à la Direction de l'Institut de Physique Nucléaire, Monsieur le Professeur Sarazin, qui a bien voulu s'intéresser à mon travail en faciliter la publication.

Mes remerciements vont également à Monsieur Chéry pour m'avoir donné le sujet de cette thèse, prêté ses appareils et guidé tout au long de cette préparation.

Je remercie de même Monsieur Depraz qui a bien voulu accepter de juger mon travail.

Je tiens également à témoigner ma reconnaissance à tous ceux qui furent mes Maîtres, et surtout à mes professeurs de Physique, dont l'enseignement me fit aimer cette discipline.

Que tous les chercheurs et agents du laboratoire trouvent ici l'expression de mes sentiments reconnaissants.

INTRODUCTION

LA MESURE DES TEMPS COURTS

La mesure des temps courts prend une grande importance en Physique Nucléaire. Elle intervient tant dans les expériences de temps de vol pour la mesure d'énergie que dans les déterminations de vies moyennes d'états excités, dont la connaissance fournit d'importants renseignements sur la nature des niveaux.

Après avoir utilisé pour cela des techniques de coïncidences, dans lesquelles on retardait un des signaux par un câble de longueur convenable, on a mis au point des circuits de conversion temps-amplitude. Comme leur nom l'indique, ces circuits font correspondre à un temps t, univoquement et parfois linéairement, une impulsion d'amplitude V ; ils présentent le gros avantage de réduire considérablement la durée des expériences en utilisant un beaucoup plus grand nombre d'informations que les simples circuits à coïncidences.

Ces deux méthodes exigent la transformation de l'information temporelle provenant des événements nucléaires en signal électrique, puis l'extraction de l'information de ces signaux. Ces deux opérations ajoutent à l'information des éléments d'imprécision ayant pour origines principales le mécanisme statistique de la détection et les retards introduits par les divers circuits.

Aucun appareil de mesure de temps courts n'a résolu entièrement le problème posé par ces dispersions, mais chacun fait progresser la précision.

En particulier, Bay réussit à fabriquer un circuit de coïncidences rapides sensible presque uniquement à l'information temporelle. Son "montage différentiel", que nous analysons plus loin, élimine l'influence des dispersions d'amplitude (information d'ordre énergétique) grâce à deux circuits de coïncidence suivis d'un amplificateur différentiel. [19]

BUT DE CE TRAVAIL

Etant donné les avantages du montage de Bay d'une part , et ceux des convertisseurs temps-amplitude d'autre part, nous nous proposons d'étudier l'application de la méthode de Bay à un convertisseur travaillant dans le domaine de la nanoseconde. En effet, ces convertisseurs sont aussi sensibles que les dispositifs de coïncidences à la dispersion des amplitudes fournie inévitablement par les détecteurs actuels.

La méthode de Bay permet d'utiliser directement des signaux transportant d'autres informations que celle de temps, cette dernière subsistant seule après l'effet différentiel.

CHAPITRE I

ETUDE PRELIMINAIRE

I - LE FONCTIONNEMENT DU MONTAGE DE BAY

La figure 1 schématise l'appareil de Bay. Deux détecteurs A_1 et A_2 attaquent chacun les deux circuits de coïncidence identiques C_1 et C_2. Seul, un retard x rompt la symétrie de l'ensemble. Les réponses de C_1 et de C_2 sont comparées par D, pont de mesure différentiel.

Les courbes $C_1(\theta)$ et $C_2(\theta)$ de la figure 2 représentent l'amplitude de l'impulsion sortant respectivement de C_1 et de C_2 lorsque les signaux de A_1 et de A_2 sont distants de θ. Par exemple, pour $\theta = \theta_1$, C_1 et C_2, délivrent les impulsions d'amplitude V_1 et V_2.

La courbe D montre la différence des amplitudes :

$D(\theta) = C_2(\theta) - C_1(\theta)$. Pour $\theta = \frac{x}{2}$, $D = o$.

C'est cette absence de réponse de D qui servira à mesurer θ. Un circuit d'anticoïncidence AC reçoit d'une part les signaux de D et d'autre part ceux d'un troisième circuit de coïncidence C_3 (qui peut à la rigueur être C_1 ou C_2) ; ainsi, toutes les fois où $C_3 \neq o$ et $D = o$, le circuit AC délivre une impulsion qui est enregistrée en E.

Si l'on fait varier les amplitudes de A_1 ou A_2, $C_1(\theta)$ et $C_2(\theta)$ seront en général modifiées, les circuits de coïncidences rapides étant très sensibles à l'amplitude. Mais, les variations de $C_1(\theta)$ et de $C_2(\theta)$ seront égales. $D(\theta)$ est de même déformée mais, et c'est la conclusion de Bay, l'instant θ où D s'annule ne varie pas avec l'amplitude. E n'enregistre que des informations $\theta = x/2$.

En réalité, à la suite de D est branché un discriminateur de seuil a. Si $D(\theta) < a$, il n'y a pas de réponse différentielle, $D(\theta)$ est donc considérée comme nulle ; a étant fini, l'intervalle τ, qui comprend θ et sur lequel $D(\theta) < a$, est fini. Ce temps τ est le temps de résolution propre du montage différentiel. On voit qu'il varie avec la pente de D au voisinage de zéro. τ est donc fonction des amplitudes A_1 et A_2. Mais cette influence des variations d'amplitude sur l'information temporelle est beaucoup plus faible après l'effet différentiel que sur C_1. C'est ce que montrent les figures 2.

En 2-a, on représente deux $C_1(\theta)$, l'une normale, l'autre provenant d'impulsions $A_1 - A_2$ petites. Si l'on se servait de la partie ascendante de $C_1(\theta)$ comme courbe de conversion temps-amplitude, le même θ serait enregistré comme θ avec V, et comme $\theta' = \frac{V'}{V}$ avec V'. L'erreur sur le temps est donc $\Delta_1\theta = \theta\left(1 - \frac{V'}{V}\right)$.

Mais après l'effet différentiel, la variation de largeur de τ avec l'amplitude de D provoque un $\Delta_2\theta = \tau\left(1 - \frac{V}{V'}\right)$, (fig. 2b).

Il y a, entre les erreurs, le même rapport qu'entre le temps de résolution τ et les temps à mesurer ; il peut atteindre 1 %.

II - APPLICATION AU CONVERTISSEUR TEMPS-AMPLITUDE

Sur la figure 1, on remarque que C_1 et C_2 opèrent en réalité une conversion des temps en amplitudes, puisque la réponse varie en fonction inverse du déphasage entre A_1 et A_2. Ceci provient de ce que les circuits de coïncidence reçoivent des impulsions A_1 et A_2 de largeur finie et que leur réponse est fonction de la largeur de recouvrement de ces impulsions.

$D(\theta)$ est de même une courbe de conversion temps-amplitude. Nous appellerons $V(\theta)$ la partie de $D(\theta)$ comprise dans l'intervalle $]o, \tau[$ dans lequel D est fonction biunivoque de θ. Cherchons, en étudiant les variations de $V(\theta)$ avec $A_1 - A_2$, si la courbe différentielle $V(\theta)$ continue à assurer la biunivocité malgré les fluctuations de A_1 et A_2.

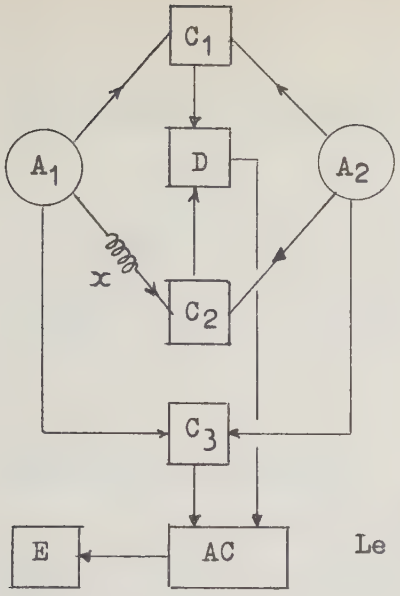


Fig. 1a
Le Montage de Bay

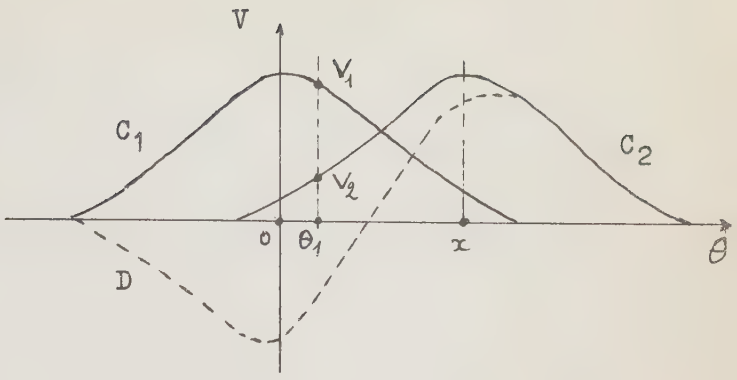
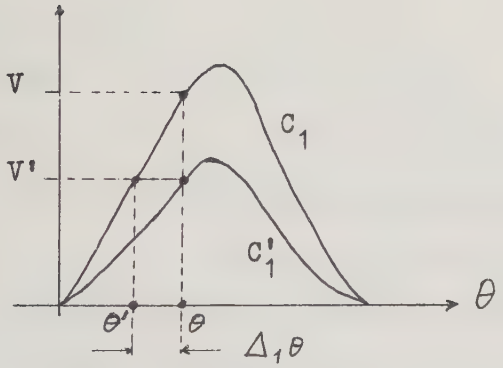
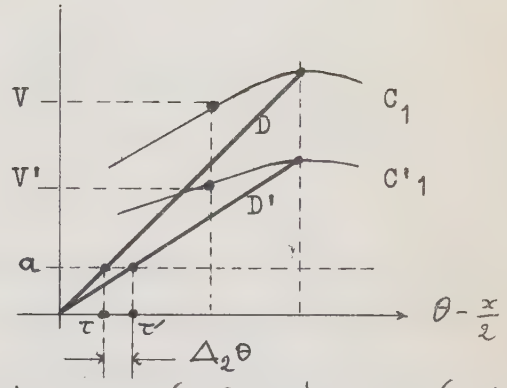


Fig. 1b
Son fonctionnement



$\Delta_1\theta = \theta\left(1 - \frac{V'}{V}\right)$



$\Delta_2\theta = -\tau\left(1 - \frac{C_1 max}{C'_1 max}\right) = -\tau\left(1 - \frac{V}{V'}\right)$

(C_1 et C'_1 sont dilatées, ainsi que a)

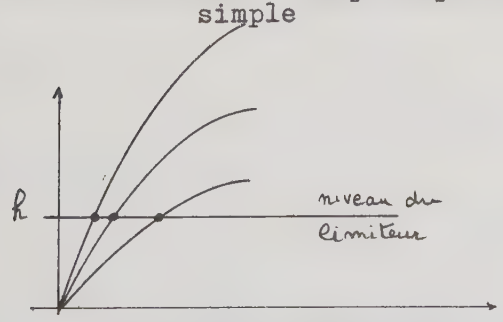
Fig. 2a

Fig. 2b

Dispersions temporelles introduites par la dispersion d'amplitude de C dans le cas

d'un convertisseur temps-amplitude simple

d'un système différentiel



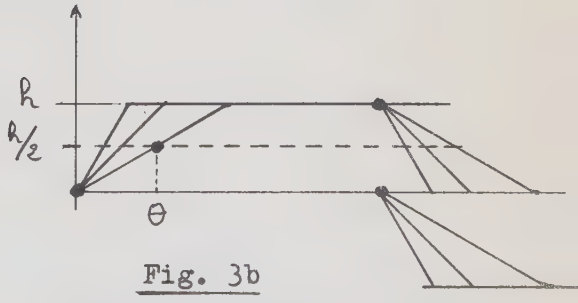


Fig. 3a

Impulsion d'un photomultiplicateur

Fig. 3b

Mise en forme par câble

III - INFLUENCE DE L'AMPLITUDE

Il suffit de se reporter à la figure 3-b pour voir que D varie avec C_1 ou C_2, donc avec l'amplitude. L'effet différentiel de Bay, étudié au paragraphe I, se limite au point D = o et ne s'étend pas à toute la courbe. Pour utiliser V (θ), il nous faudra donc rendre constante la hauteur des impulsions de A_1 et A_2.

IV - INFLUENCE DE LA FORME

On peut voir par l'étude de trois formes géométriquement simples, le rectangle, le triangle quelconque et le trapèze quelconque, que l'influence de la forme des impulsions doit être faible. Pour comparer les V (θ), nous normaliserons la hauteur maximum de C_1 et C_2 à l'unité et choisirons en conséquence les amplitudes de chaque forme de A_1. Nous admettrons enfin pour l'instant que x, le retard artificiel introduit dans une voie, est égal à τ.

a) Impulsions rectangulaires

A_1 et A_2 sont rectangulaires avec une hauteur $1/\tau$ et une durée τ. C_1 et C_2 délivrent une réponse proportionnelle à la surface de recouvrement.

Les figures 4-a schématisent le recouvrement des impulsions et montrent l'allure de C_1 (θ), C_2 (θ) et D (θ). On voit que V (θ) varie linéairement de - 1 à + 1 pour $o \leq \theta \leq \tau$

$$V(\theta) = 2\frac{\theta}{\tau} - 1 \qquad (1)$$

b) Impulsions triangulaires

A_1 et A_2 ont maintenant la forme d'un triangle quelconque de base et de hauteur $2/\tau$. (figures 4 a).

Entre les deux branches paraboliques de D (θ), la partie V (θ) (fig. 5) reste linéaire et :

$$V(\theta) = 2\frac{\theta}{\tau} - 1 \qquad (2)$$

c) Impulsions trapézoïdales

Partons des impulsions rectangulaires et ajoutons-leur les triangles quelconques de hauteur $1/\tau$ et de base α et α' pour A_1 et β et β' pour A_2.

Les variations de $C_1(\theta)$, $C_2(\theta)$ et $D(\theta)$ sont résumées sur la figure 5'. $V(\theta)$ est linéaire sauf dans les intervalles $[o, \max(\alpha'-\beta', \beta-\alpha)]$ et $[\tau, \tau-\max(\alpha-\beta, o, \beta'-\alpha')]$ où elle est parabolique. En faisant toujours $x = \tau$, ces intervalles sont nuls si :

$$\alpha = \beta \qquad \text{et} \qquad \alpha' = \beta' \qquad (3)$$

La partie linéaire de $V(\theta)$, qui avec les conditions (3) s'étend à tout l'intervalle $|o,\tau|$, est donnée par :

$$V(\theta) = 2\frac{\theta}{\tau} - 1 + \frac{\alpha+\beta'-\alpha'-\beta}{2}$$

et, avec les conditions (3), ou, avec les conditions : $\alpha = \alpha'$ et $\beta = \beta'$ (5)

$$V(\theta) = 2\frac{\theta}{\tau} - 1 \qquad (4)$$

En comparant (1), (2) et (4), nous voyons que la forme géométrique des impulsions est sans importance dans ces trois cas.

V - INFLUENCE DE LA DUREE - CAS DES IMPULSIONS TRAPEZOÏDALES ISOCELES

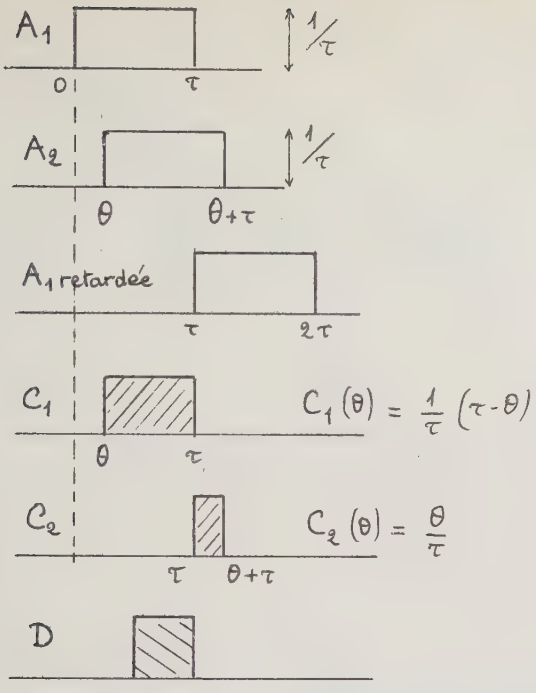
Il suffit de se reporter aux figures 4-a pour se rendre compte que toute modification individuelle de A_1 ou A_2 fait varier D. Par contre, si l'on modifie de la même quantité les durées de A_1 et de A_2, D ne varie pas. On aurait d'ailleurs mis ceci en évidence dans la formule (1) si on avait pris a au lieu de $1/\tau$ pour hauteur de $A_1 - A_2$, τ pour durée et x = cte pour retard artificiel, auquel cas :

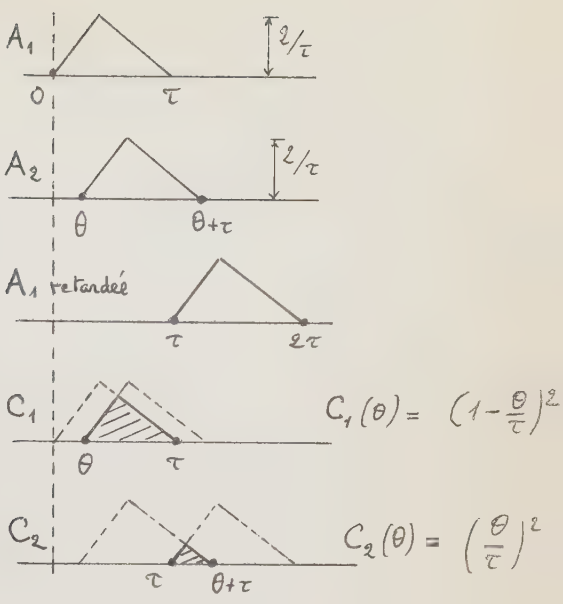
$$V(\theta) = a(2\theta - x)$$

Pour les impulsions rectangulaires, $V(\theta)$ est indépendante de τ, s'il est indentique pour A_1 et pour A_2.

Mais il convient de mieux étudier le cas trapézoïdal isocèle (conditions 5), car il est proche des formes d'impulsions réellement disponibles.

On obtient en effet une hauteur constante des impulsions en amplifiant les réponses des détecteurs dans un dispositif dit "limiteur" ; on envoie ensuite ces impulsions "écrêtées" dans un câble de longueur fixe, court-circuité à son extrémité. Elles se réfléchissent en changeant de signe. La composition des deux ondes fournit une impulsion raccourcie de durée et de hauteur constante.





$$D(\theta) = C_2(\theta) - C_1(\theta) = 2\frac{\theta}{\tau} - 1$$

Figures 4-a

Recouvrement des impulsions pour $0 \leq \theta \leq \tau$

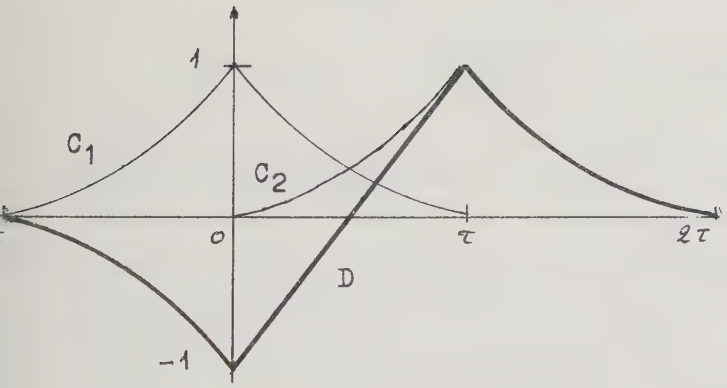


Fig. 5 - Impulsions triangulaires ($\tau = x$)

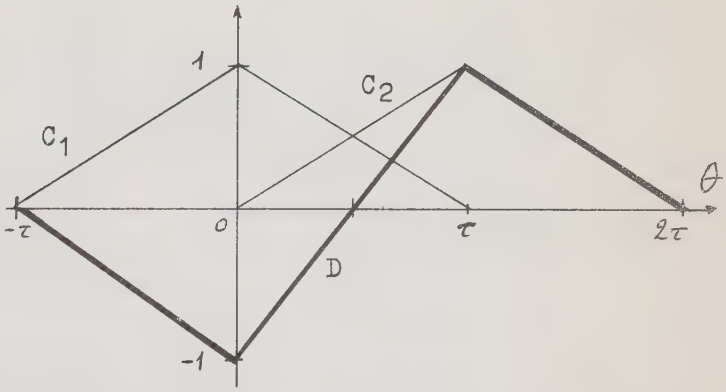
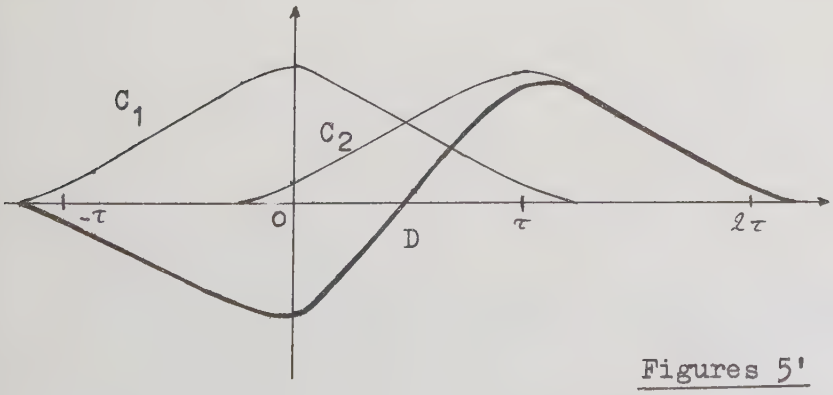
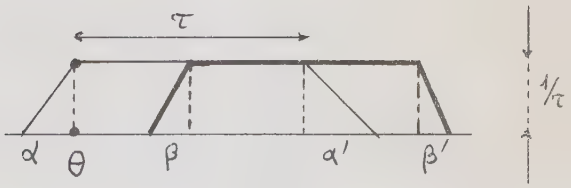


Fig. 4 - Impulsions rectangulaires ($\tau = x$)





Figures 5'

Impulsions Trapézoïdales

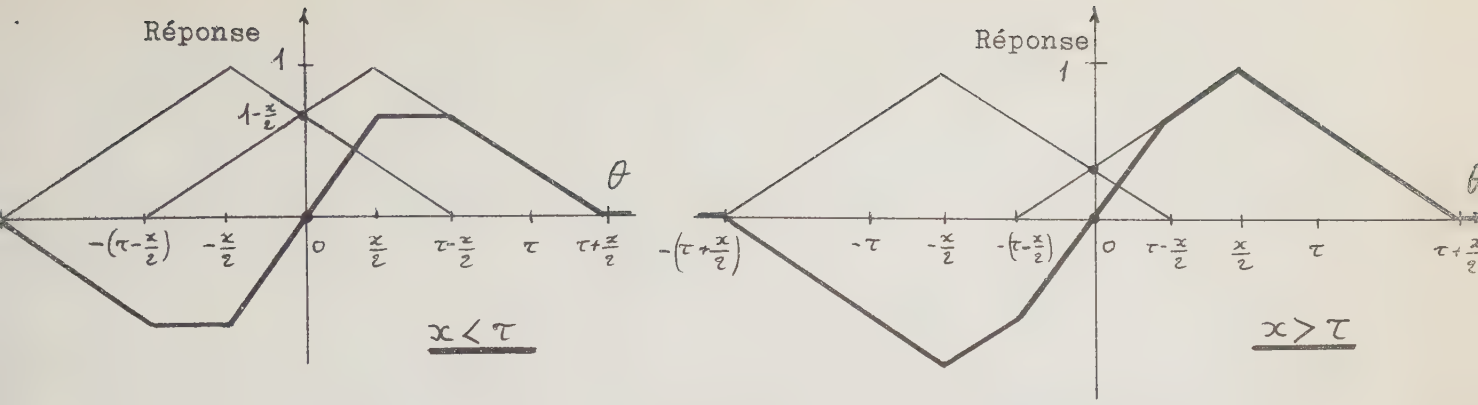


Fig. 6. Variation de V(θ) avec x (pour le cas où x=τ, voir fig. 4)

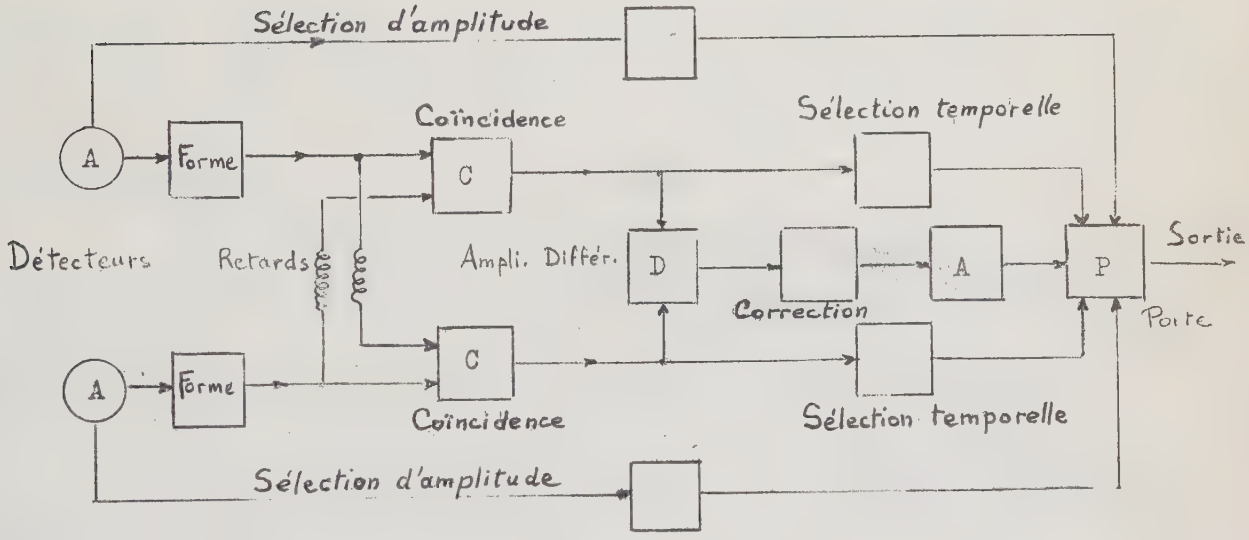


Fig. 7. Schéma de principe du C.T.A.

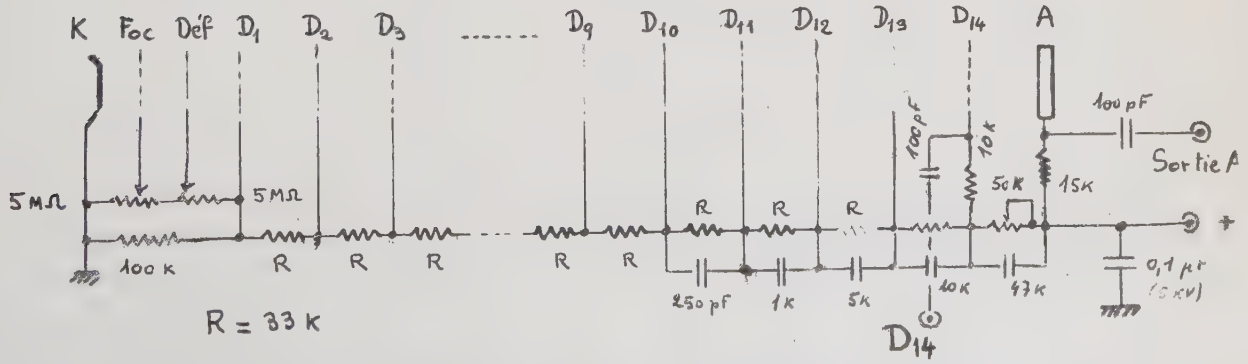


Fig. 8. Chaîne d'alimentation d'un photomultiplicateur 56 AVP.

Mais les détecteurs fournissent des impulsions d'amplitude variable, avec un temps de montée fixe ; ce qui introduit, à la sortie du limiteur, une distribution de pentes d'impulsion (fig. 3a). La composition avec l'impulsion réfléchie la transforme en distribution de durées (fig. 3b). Cependant, à mi-hauteur, la durée du signal ainsi "mis en forme" ne dépend plus de la distribution d'amplitude.

Or, ces impulsions limitées à h/2 sont précisément celles étudiées au paragraphe 4-C avec la condition (5). Nous avons vu qu'à cause de l'effet différentiel, ces impulsions se comportent comme des impulsions rectangulaires de dimensions constantes.

Donc, si θ est la date du sommet de l'impulsion trapézoïdale (figure 3-b et 5'), $V(\theta)$ ne dépend pas des parties α, α', β et β'.

Une seule restriction : les conditions (3) n'étant pas remplies, l'intervalle de linéarité et de biunivocité de $V(\theta)$ n'est plus tout à fait égal à τ, mais, ainsi que nous l'avons vu, légèrement réduit à ses extrémités.

VI - INFLUENCE DE x.

Remarquons d'abord que le montage de la figure 1 n'est pas très symétrique. Suivant en celà AKIMOV [23] et MEUNIER [31], nous avons placé les retards x/2 à la fois dans la voie $A_1 C_2$ et dans la voie $A_2 C_1$. L'affaiblissement des signaux sera ainsi identique pour les deux circuits.

Nous avons supposé jusqu'ici que $x = \tau$. On peut voir en effet, par l'étude des surfaces de recouvrement dans le cas rectangulaire qui correspond aux trois figures suivantes :

- figures 6 pour $x < \tau$ et $x > \tau$
- figure 4-b pour $x = \tau$,

que l'intervalle maximum de variation linéaire de V correspond à $x = \tau$. Nous adopterons donc des retards $x/2 = \tau/2$.

C O N C L U S I O N

Il resterait à discuter la relation entre la date θ définie dans ce chapître et l'évènement nucléaire, car il est probable que ce θ dépende de l'amplitude. Nous le ferons dans le 4 e chapître.

Avec cette restriction, nous pouvons conclure de cette étude que :

- $V(\theta)$ est linéaire, quelle que soit la forme des impulsions d'entrée et sa pente est double de la pente moyenne correspondante de $C(\theta)$.

- Avec des impulsions trapézoïdales, obtenues en se limitant à la moitié de celles mises en forme par un écréteur et un câble en court-circuit, $V(\theta)$ est indépendant de la distribution d'amplitude.

Ce sont les propriétés que nous allons essayer d'utiliser expérimentalement.

CHAPITRE II

MISE AU POINT DE L'APPAREIL

Nous nous proposons de réaliser la chaîne suivante (fig. 7) :

- Détection des évènements nucléaires avec une grande précision temporelle (0,1 ns)
- Mise en forme des impulsions électriques de détection
- Conversion temps-amplitude
- Adaptation de la réponse à l'appareil d'analyse et d'enregistrement
- Contrôle de l'appareil par des dispositifs de coïncidences lentes actionnant un circuit porte et permettant :
  - l'élimination des informations provenant des signaux de détection ayant échappé à la mise en forme
  - une sélection en énergie des évènements à étudier
  - l'élimination des mesures dûes aux couples d'impulsions séparées par des $|\theta| > \tau/2$ (sélection temporelle) (biunivocité entre V et θ).

I - LES DETECTEURS.

Le convertisseur temps-amplitude peut fonctionner avec n'importe quel détecteur rapide. Nous nous proposons de contrôler ses performances avec des sources de γ ; aussi, lui adjoindrons-nous des détecteurs γ rapides, à savoir, des scintillateurs associés à des photomultiplicateurs.

Les scintillateurs seront des scintillateurs plastiques rapides (constante de temps de désexcitation : 4 ns).

Leurs dimensions seront un compromis entre les impératifs suivants :

- épaisseur minimum pour rendre négligeable le temps de transit de la lumière dans le scintillateur,
- diamètre et épaisseur maximum pour accroître l'efficacité,
- diamètre minimum pour éviter l'utilisation d'une trop grande partie de la photocathode du photomultiplicateur associé (dispersion du temps de transit dans le photomultiplicateur).

La photocathode mesurant 42 mm, nous avons opté pour des scintillateurs cylindriques de 1,5 inch (38 mm) de diamètre et de hauteur. Ils seront enchâssés dans une coque d'aluminium (épaisseur 0,4 mm à l'avant côté source et 1 mm sur le pourtour) les protégeant de la lumière sauf du côté de la photocathode. Cette coque est très ajustée et bien polie à l'intérieur.

Les scintillateurs sont collés sur les photomultiplicateurs par une huile de silicone d'une viscosité égale à un million de centistokes. Les photomultiplicateurs sont des Dario 56 AVP à cause de leurs performances remarquables au point de vue rapidité (faible dispersion de temps de transit et grand gain).

La chaîne d'alimentation de ces photomultiplicateurs est classique (fig. 8). Elle débite 3,4 mA sous 2 000 volts. Les potentiels de la 14e dynode, des électrodes de focalisation et de déflection ont été ajustés pour chaque photomultiplicateur grâce à des potentiomètres, de façon à obtenir sur un écran d'oscillographe, les plus hautes impulsions possibles sur l'anode et le meilleur rapport signal-bruit sur la 14e dynode.

La photo 31 montre la trace sur l'écran d'un oscilloscope Tektronix 517 des impulsions d'anode : celles-ci accusent un temps de montée de l'ordre de celui de l'oscilloscope (7ns) et une hauteur de 15 volts. On constate la distribution des amplitudes due à la transformation statistique de l'énergie des particules en hauteur d'impulsions. La photo 32 montre les impulsions de la dernière dynode (max. 5 V, temps de montée $\simeq$ 10 ns, durée à mi-hauteur 150ns) Les particules détectées sont les γ du ^{22}Na (0,511 et 1,28 Mev). Les photomultiplicateurs étant appelés à travailler près des accélérateurs, ils seront protégés contre les champs magnétiques par deux blindages cylindriques, coaxiaux aux photomultiplicateurs et dépassant l'avant de ceux-ci de 4 cm :

- le premier en mumétal de 7 cm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur,
- le second en fer doux de 8,5 cm de diamètre et 3 mm d'épaisseur.

Ils sont maintenus en place par des joints de néoprène. Enfin, les photomultiplicateurs sont soigneusement protégés de la lumière.

II - LA MISE EN FORME

Nous avons vu qu'il était nécessaire de disposer d'impulsions ayant une hauteur et une durée constantes pour attaquer les circuits C. Pour ce faire,

- on rend la hauteur constante en amplifiant les impulsions dans un amplificateur saturé : le potentiel de la grille du tube dépasse très vite celui du cut-off ; il y a "écrétage".

- on rend la durée constante en envoyant cette impulsion écrétée dans un câble court-circuité, à l'extrémité duquel elle se réfléchit en changeant de signe. La composition entre impulsions incidente et réfléchie fournit un signal de largeur égale au double de la "longueur électrique" du câble (temps mis par l'onde électromagnétique à se propager dans le câble). Le tube amplificateur devra avoir un excellent comportement UHF et un cut-off aigü. Nous avons choisi le tube E 180 F (pente : 16,5 mA/V).

Son câblage a été réalisé sur le boîtier même du photomultiplicateur avec toutes les précautions HF indispensables : éloignement des châssis métalliques, réunion de toutes les masses en un même point sur une tresse, câblage peu capacitif, résistances, fils et condensateurs de faible volume et de bonne qualité.

Le schéma définitif est celui de la fig. 9. Le tube V_1 (V_3) débite environ 20 mA, donc le potentiel de plaque est inférieur de 18 V à celui de la haute tension ; le câble chargeant la plaque a une "longueur électrique" de 5 ns (1,3 mètre et 150 Ω d'impédance). En réalité, on n'obtient pas une impulsion rectangulaire de 18 V et de 10 ns à chaque coupure du tube. En effet, les impulsions ont un temps de montée fini et le tube se comporte comme un amplificateur tant que le cutt-off n'est pas dépassé (-3V) ; au-delà, le potentiel de plaque ne peut atteindre instantanément la valeur de la haute tension à cause des capacités parasites d'anode C. L'impulsion standard monte donc lentement et son écho la rencontre au bout de 10 ns, bien avant qu'elle n'ait atteint 18 V. Nous avons cherché à obtenir une impulsion de temps de montée minimum et, ce qui va de pair, de hauteur maximum.

Nous sommes conduits à faire un compromis dans le choix de la résistance R de plaque. En effet, il faut que :

- RI soit maximum, pour augmenter l'amplitude,
- RC soit minimum pour diminuer le temps de montée.

Après quelques essais, nous avons adopté R = 910 ohms (la variation est très faible pour des R de 300 à 1200).

Le câble se trouve ainsi terminé sur une impédance égale à 6 fois son impédance caractéristique ; les oscillations qui en résultent seront beaucoup atténuées par le tube suivant.

Le deuxième tube (V_2 , V_4) est également un E 180 F. Il sert d'amplificateur et d'inverseur (le circuit C exigeant à son entrée des signaux négatifs). Le facteur d'amplification est de 2 à 3 (il a fallu un peu survolter l'anode). La courbure de la caractéristique de l'E 180 F vers $V_g = -2$ V permet d'atténuer les oscillations suivant l'impulsion jusqu'à un niveau tel que les circuits C n'y soient plus sensibles.

Avec un générateur à relais de mercure délivrant des signaux montant en quelques ns et de hauteur réglable, nous avons constaté une mise en forme constante pour des impulsions d'entrée de -3 V à -15 V. Au-delà, apparaît une distorsion dans la forme de sortie, bien qu'aucun signal ne soit détectable, à 0,05 V près, sur les autres électrodes. Ne pouvant y remédier, nous limiterons la hauteur maximum des impulsions des détecteurs à 15 volts. Quant à la limite inférieure de 3 V, elle sera respectée grâce aux circuits de sélection d'énergie (§ 5).

Les circuits de mise en forme délivrent alors, en réponse aux signaux des détecteurs à scintillation, l'impulsion des photos 33 et 34 prises à l'oscillographe. Sa hauteur est de 2,5 volts et sa largeur à mi-hauteur de 10 ns environ La mise en forme est alors connectée à l'anode du photomultiplicateur et on peut apercevoir, malgré leur faible nombre, les impulsions plus petites, provoquées par les signaux inférieurs à 3 volts.

III - LE CIRCUIT CONVERTISSEUR

Il comprend cinq éléments :

- les deux circuits de coïncidence C_1 et C_2
- les retards x/2
- l'amplificateur de différence D
- des intégrateurs-allongeurs I_1 et I_2 .

a) Les circuits de coïncidence

Des divers circuits de coïncidences présentés jusqu'ici, celui qui semble fonctionner de la manière la plus satisfaisante est celui de Garwin. De plus, son rapport de sortie est élevé (~ 40) et il est assez sensible. (Le rapport de sortie est le rapport de l'amplitude obtenue avec des impulsions d'entrée en coïncidence parfaite, à celle obtenue avec des impulsions uniques.)

C'est un circuit de Rossi rapide (faible R de plaque) avec diodes fournissant une discrimination sévère entre impulsions isolées et en coïncidences.

Les plaques P d'une double triode sont reliées par des diodes au point M à potentiel fixe et au point N vers la sortie (Cf fig. 10). On désire que le potentiel V_p de P ne varie pas sous l'effet d'une impulsion isolée. Pour celà, la diode MP doit continuer à conduire quand l'un des tubes se ferme.

En affectant les indices :

- o aux états du circuit en l'absence d'impulsion (repos),
- 1 à ceux-ci, lors du passage d'une impulsion isolée,
- 2 à ceux-ci, lors d'une coïncidence,

et en appelant r la résistance directe de la diode MP, i le courant passant par chaque tube, i' le courant de la résistance R de plaque, il nous faut :

$$V_{p1} < V_M \qquad \text{Or,}$$

$$V_{po} - V_M = r\,(2i - i')$$

et pour une impulsion unique : $V_{p1} - V_M = r\,(i - i')$

Il faut donc : $i > i'$

Il doit passer plus de courant dans la diode que dans la R de plaque. Malgré celà, V_p varie tout de même pour une impulsion unique de :

$$V_{p1} - V_{po} = ri$$

On placera entre P et la sortie C une diode discriminatrice PN polarisée à la tension ri. Or $V_M - V_{p1} = ri$; on appliquera en N la tension continue de M.

Tandis que, pour une coïncidence, i = o, i' = o, la diode MP est "coupée". V_{p2} peut atteindre le potentiel HT et la diode PN est facilement franchie puisque $V_p > V_M$.

Le rapport de sortie est ainsi très élevé, mais ces diodes rendent le montage peu fidèle. De plus, R doit être grande devant r, d'où intégration, comme on peut le constater sur la fig. 11. Cette figure donne la hauteur de la réponse du circuit de Garwin en fonction du retard θ entre des impulsions de - 3 V, 15 ns de durée et montant en 15 ns. On obtient 4 V pour $\theta = o$ et moins de 0,1 V si $\theta > 30$ ns. Le rapport de sortie est de 40.

Le tube employé est l'E 88 CC, débitant i=10 mA par triode. Pour respecter la condition $i > i'$, R = 12,7 K et R_M = 7,7 KΩ.

La diode MP doit avoir une très bonne réponse UHF, faible résistance directe et stabilité correcte. Après maints essais, nous avons adopté la diode Westinghouse G 58. Quant au discriminateur PN, c'est une diode OA 5.

La symétrie entre C_1 et C_2 a été assurée par mesure au pont de tous les éléments, par le choix des tubes et le règlage des V_{po} à mieux que 0,1 volt.

Les photos 35, 36, 37 et 38 montrent les signaux obtenus en P et N avec les impulsions provenant de la mise en forme.

Notons que, grâce à notre montage, l'une des conclusions du premier chapître est bien mise en pratique, à savoir que l'impulsion entrant sur C doit avoir une hauteur moitié de celle produite par le câble de mise en forme. Celle-ci mesure en effet 2,5 volts; tandis que la hauteur de l'impulsion utilisée à l'entrée de C est limitée à la différence entre le potentiel de repos de grille du tube E 88 C (0,75 V à 10 mA) et le potentiel de cutt-off (2 V avec 50 V comme tension de plaque). On a bien un rapport 1/2.

b) <u>les retards</u>.

Ce sont des câbles de même nature que ceux de mise en forme, mais dont la longueur x/2 est celle qui rend maximum expérimentalement l'intervalle de linéarité de V (θ). On a bien alors $x = \tau$ d'après les figures 4. Cette longueur était d'ailleurs très voisine de celles des câbles de mise en forme. Ces câbles sont enroulés sur eux-mêmes avec un diamètre de 25 cm et soudés sans connecteurs.

c) <u>les intégrateurs-allongeurs</u>.

Le D (θ) étudié au chapitre 1 est la différence entre les amplitudes brutes de C_1 et de C_2 sans tenir compte d'un déphasage éventuel entre elles. Or, ce déphasage existe. Le maximum de l'impulsion de sortie des C correspond à la

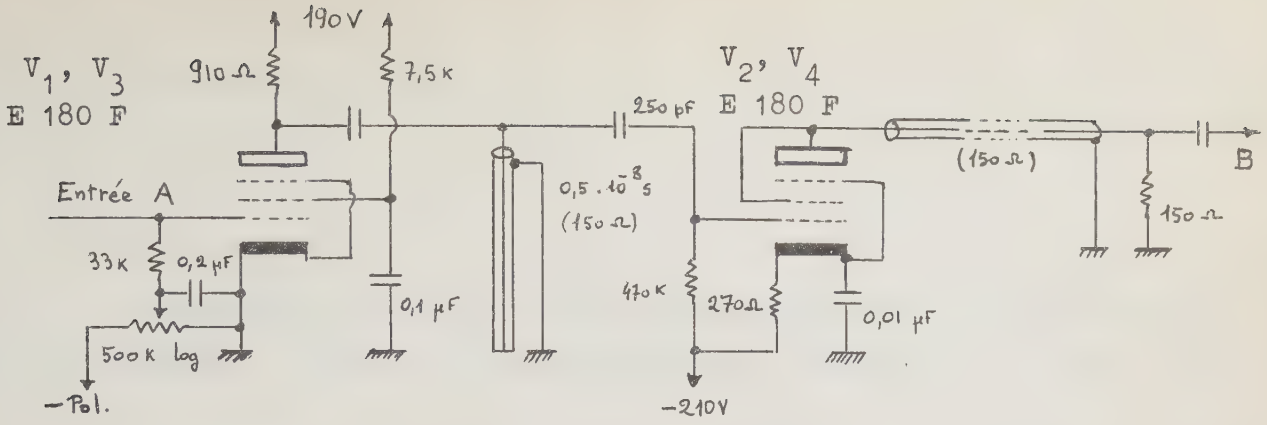


Fig. 9. Circuits de mise en forme.

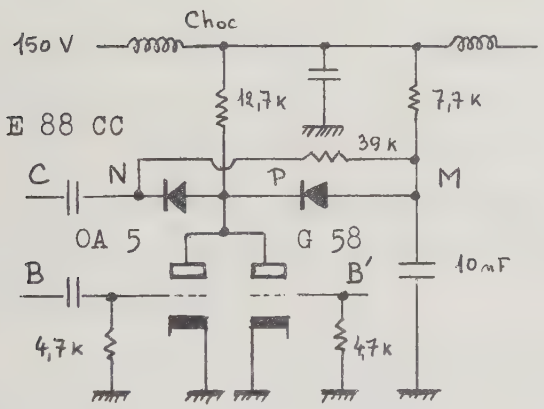


Fig. 10. Circuits de Garwin (V_5, V_6)

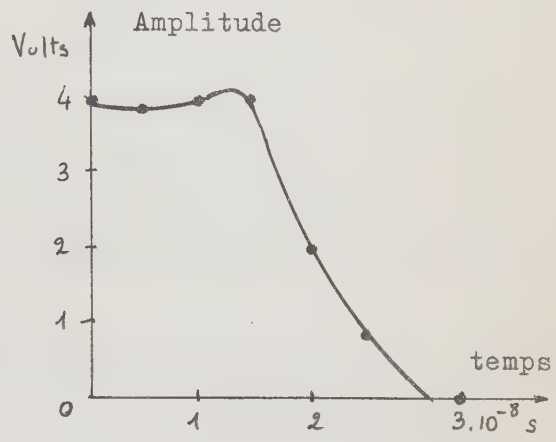


Fig. 11. Réponse de V_5.

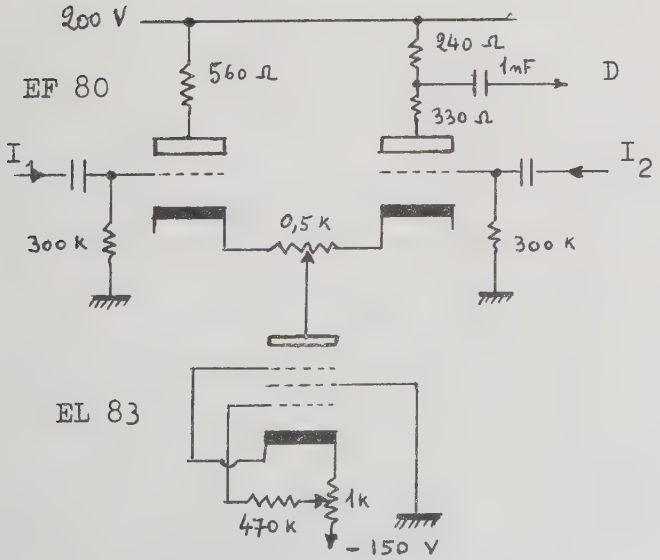


Fig. 12. Ampli. différentiel D
(V_{11}. V_{12}. V_{13})

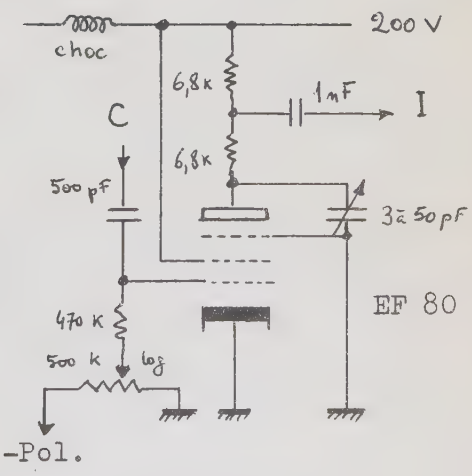


Fig. 13. Intégrateurs
(V_9 et V_{10})

fin de la superposition (ce sont des réponses intégrées) des impulsions d'entrée soit :

$$t(C_1) = \tau$$

$$t(C_2) = \theta + \tau$$

Le déphasage est de θ . Nous allongerons donc nos impulsions de telle sorte que θ (< 10 ns) devienne négligeable et qu'elles arrivent ensemble sur D.

D'autre part, le circuit de Garwin n'intègre pas complètement la superposition (fig. 11). Il faut disposer à sa suite un intégrateur I_1 (I_2). Il sera d'un type très simple : tube électronique avec constante de temps grande devant la durée de l'impulsion ; la plaque n'a pas le temps de se décharger d'une façon appréciable avant la fin de l'impulsion et il y a accumulation de la quantité de courant transportée par l'impulsion (fig. 13, tubes V_9 et V_{10})

C'est également cette grande constante de temps qui allonge : à mi-hauteur, l'impulsion mesure maintenant 1 µs ; les 10 ns de déphasage deviennent négligeables.

Enfin I_1 et I_2 amplifient et délivrent des impulsions négatives de près de 15 volts pour $\theta = \varepsilon \tau/2$ ($\varepsilon = 1$ pour I_2, $\varepsilon = -1$ pour I_1) (photo 39).

Là aussi, une symétrie poussée a été recherchée par le choix des éléments et le réglage de condensateurs variables et de polarisation de tubes.

d) <u>l'amplificateur différentiel D</u>

Son rôle est de délivrer un signal de hauteur proportionnelle à la différence de hauteur des signaux I_1 et I_2. Il est du type "à courant constant" (fig. 12). Une pentode EL 83 (V 13), fonctionnant dans la partie horizontale de ses caractéristiques débite le courant constant i, qui se répartit en i_1 et i_2 traversant chaque pentode EF 80 (V_{11} et V_{12}). On égalise i_1 et i_2 à l'aide d'un potentiomètre de faible valeur.

Soit S la pente des EF 80, V_k le potentiel de leur cathode, v_1 et v_2 le potentiel des signaux d'entrée. Nous obtenons :

$$\begin{cases} i_1 + i_2 = \text{cte} = i \\ i_1 = S(v_1 - V_k) \\ i_2 = S(v_2 - V_k) \end{cases}$$

soit : $2 i_1 = i + S (v_1 - v_2)$

En régime d'impulsion, la variation de tension de plaque de l'EF 80, chargée d'une résistance R, est :

$$V_{\sim} = - \frac{SR}{2} (v_1 - v_2)$$

Il y a bien différence. Avec $v_1 - v_2 = 1{,}5$ V (max), S = 7 mA/V et R = 570 Ω, nous obtenons $V_{\sim} = 3$ V. On devra atténuer cette réponse pour l'adapter aux circuits suivants. On peut voir le résultat sur les photos 40 et 41.

IV - ADAPTATION A L'ANALYSEUR D'AMPLITUDE

La gamme d'analyse du sélecteur-enregistreur à 50 canaux en notre possession s'étend de 6 à 56 V (6 V mesurés de seuil propre) ; il exige des signaux montant entre 0,1 et 5 µs et durant 0,5 à 50 µs. Nos signaux quittant D varient de -2 à +2 volts. Il nous faudra :

- ajouter + 2 V (piédestal) à tous les signaux sortant de D
- les amplifier 12,5 fois
- leur ajouter 6 volts
- leur donner la forme convenable

D'ailleurs, toutes ces valeurs seront réglables et l'utilisateur pourra se servir d'une partie quelconque de la courbe V (θ) .

a) le circuit correcteur

Il ajoute + 2 V à toutes les impulsions. Pour cela, un univibrateur déclenché par la sélection temporelle produit un signal standard (V_{17} ; voir par. 5). Par dérivation, on obtient une impulsion négative standard de forme semblable à celle de D. Ce "piédestal" ayant un retard de 100 ns sur celle de D (retard dû aux univibrateurs), nous retardons l'impulsion de D de 100 ns par un câble précédé d'un tube cathodyne d'adaptation. (Il y a atténuation à 1,5 V et le piédestal doit être ramené à cette valeur) (fig. 16)

Un amplificateur différentiel, d'un type analogue à D, constitué par V_{20} et V_{21}, retranche du signal de D les - 1,5 V du piédestal, c'est-à-dire lui ajoute 1,5 Volts. Remarquons que :

- la hauteur du piédestal doit dépasser (de 0,12 V) la hauteur maximum des signaux de D, pour compenser les 6 V de seuil de l'analyseur,
- il est important de bien faire la soustraction algébrique des maximums seuls. Il ne faudrait pas qu'un maximum secondaire devienne supérieur

à la différence des maximums initiaux et fausse l'analyse. Pour celà, la forme du piédestal doit tendre plus vite vers zéro que celle des signaux de D. (On peut comparer ces impulsions sur la même photo 42).

Les photos 44 et 45 montrent les signaux après addition du piédestal pour $\theta = 0{,}3\tau$ et $\theta = 0{,}8\tau$. Quant à 43, elle représente sur un même cliché les impulsions sur chacune des deux grilles de V_{20} pour $\theta = 0{,}3\tau$

b) l'amplificateur à porte

Depuis I_1 et I_2, les signaux ont des temps de montée longs (100 ns). L'amplificateur peut être alors classique, il est formé de 3 étages linéaires : V_{21}, V_{22} et V_{25} (figure 14).

Les constantes de temps de l'amplificateur sont calculées pour amener les impulsions à la forme citée au début du paragraphe 4. De plus, l'analyseur ne tolérant pas les post-impulsions négatives supérieures à 10 V, une diode les supprime à l'entrée de V_{25}.

On a incorporé à l'amplificateur un retard amovible de 2 μs , destiné à compenser un retard entre voie temporelle et voies d'énergie. La photo 48, sur laquelle on peut voir le retard de 2 μs , montre l'impulsion de 56 volts de sortie finale obtenue pour $\theta = 7{,}5$ ns.

L'absence de la classique contre-réaction $V_{25} \longrightarrow V_{22}$ est dûe à l'interposition d'un interrupteur électronique ou "porte" (V_{23}). [17] Il interdit le passage des impulsions lorsqu'aucun signal ne lui parvient en $\mathcal{J}$ des mécanismes de sélection ou, sinon, les laisse passer sans déformation. Cette porte est transistor OC 45 en parallèle au point Q avec le potientiomètre de 100 KΩ de commande de V_{24}. Son impédance est de près de 200 KΩ (pour $0 < V$ collecteur-émetteur < 10 V) si le courant de base $I_b < 10\,\mu$A. ; l'impédance en Q est alors supérieure à 50 K. Son impédance est de près de 500Ω si $I_b = 160\,\mu$A l'impédance en Q est alors voisine de 500Ω .

Le rapport des impédances présentées en Q est de près de 100 (selon notre mesure). Le circuit placé entre V_{22} et V_{24} divise ainsi par 4 ou 400, donc même l'impulsion de hauteur maximum (celle qui fournit 56 V à la sortie) n'a aucune chance de passer sous la forme de l'impulsion minimum des 6 V exigés par l'analyseur si la "porte" est fermée.

L'impulsion nécessaire à l'ouverture a été déterminée expérimentalement comme égale à + 4 V et durant 3 µs ; comme il en passe un résidu par capacité à travers le transistor dans la voie d'analyse, la diode OA 5 le supprime sans affecter les signaux négatifs de V_{22}.

Enfin, signalons que le commutateur S permet de mettre hors de service V_{23} en portant sa base à V = 0.

V - LES SELECTIONS

a) Sélection temporelle

Destinée à interdire le fonctionnement de l'appareil pour des $|\theta| > \tau$ ($0 < T < \tau/2$), elle assure la biunivocité entre V et θ. C'est un circuit de coïncidences lentes (résolution 4 µs) associé à des discriminateurs d'amplitude.

b) Sélection d'amplitude

C'est la sélection introduite par Bell et Petch [12]. Les impulsions de la dynode 14 des photomultiplicateurs sont acheminées par cathodyne (V_{27}, V_{28}), puis, par câble, sur des amplificateurs linéaires commerciaux, et sélectionnées en amplitude par un sélecteur à un canal. Il y a deux "voies lentes" de ce type. Ces sélecteurs commandent des inivibrateurs (V_{20} et V_{21}) dont les signaux s'additionnent et déclenchent, s'ils sont simultanés, un nouvel univibrateur de coïncidence V_{24}. Son signal de 2,5 µs et 5 V est additionné à ceux de la sélection temporelle et discriminé par la même diode V_{25} avec une polarisation cette fois-ci de 10 V. La sortie de cette diode (fig. 17) attaque encore un univibrateur V_{33} dont le signal positif de 4 V actionne la porte V_{23} au point J.

Une borne de sortie permet de délivrer hors de l'appareil le signal négatif de V_{24}, pour déclencher la porte d'un analyseur. Mais, comme les portes exigent souvent de recevoir leur signal de commande avant celui à transmettre, il faut retarder de 2 µs ce dernier, car les sélecteurs d'amplitude des voies par l'analyseur et la "porte" est fermée.

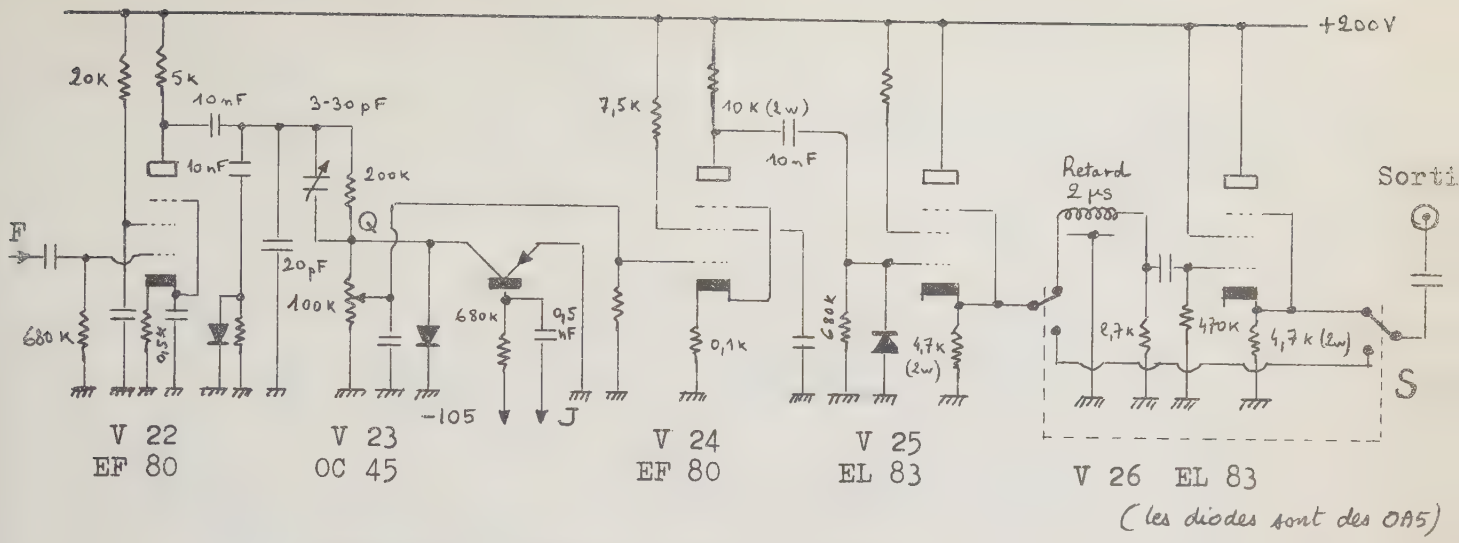


Fig. 14. Amplificateur de sortie et circuit porte.

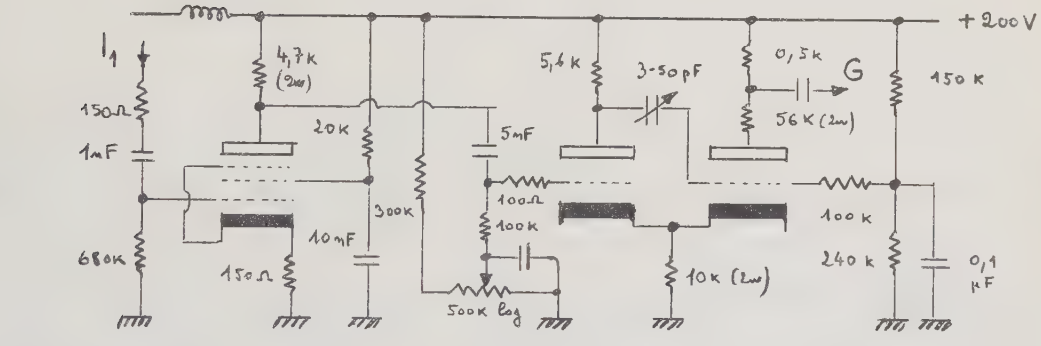


Fig. 15. Sélection temporelle

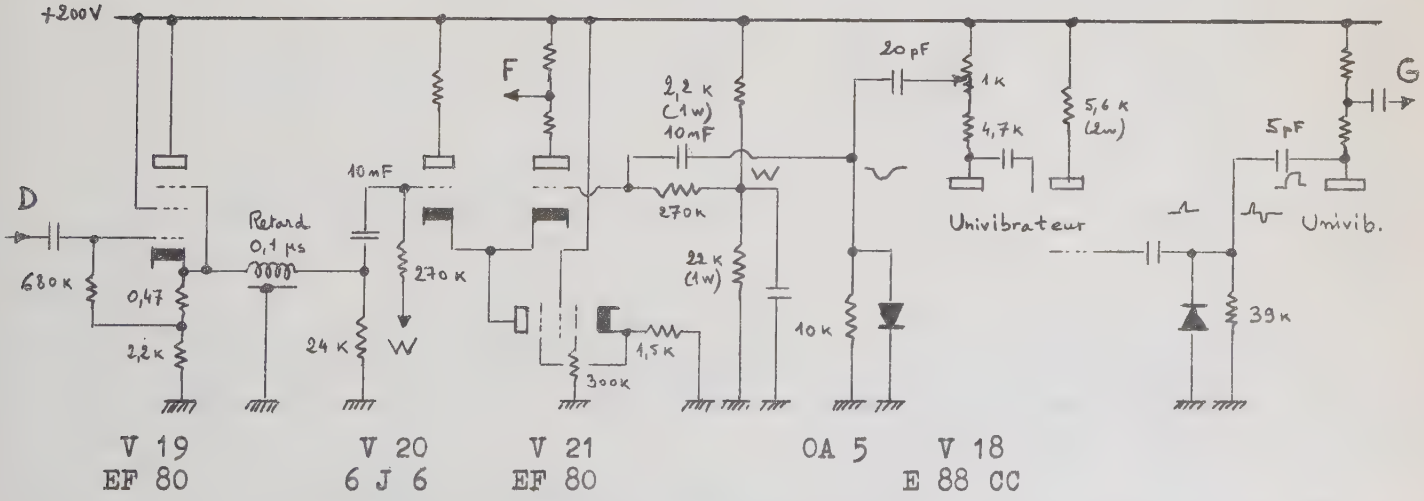


Fig. 16. Circuit piédestal (correction des impulsions).

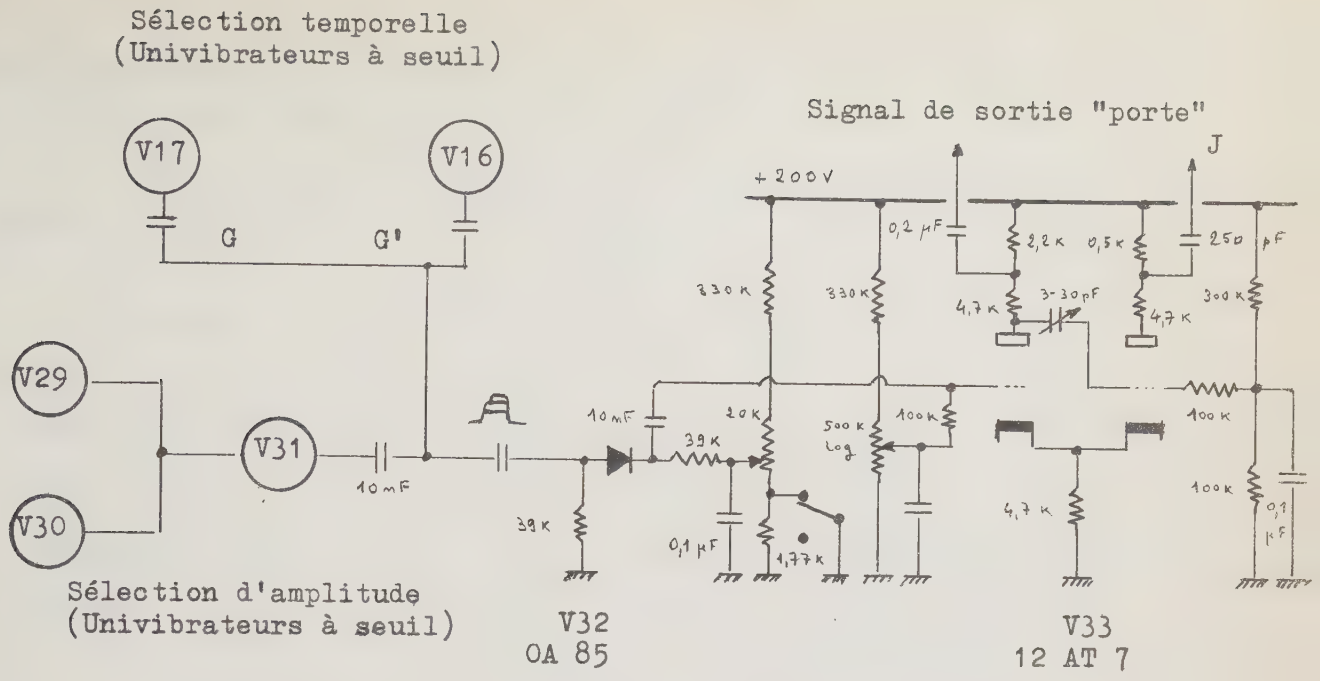


Fig. 17. Les sélections de post-coïncidence.

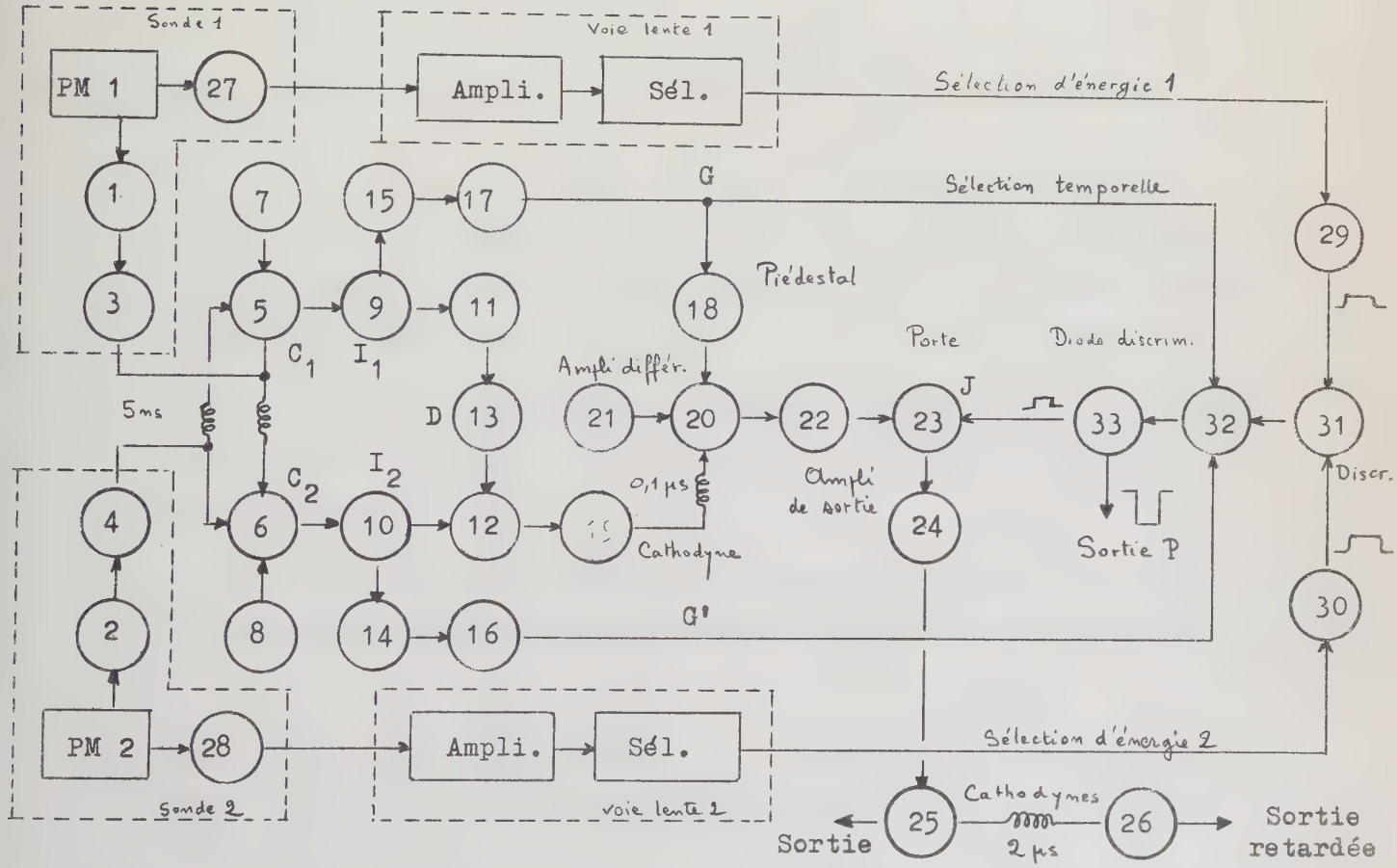


Fig. 18. Tableau récapitulatif des tubes employés.
(V_7 et V_8 sont des stabilisateurs de tension)

lentes retardent les informations de plus d'1 µs . (Notre porte interne V_{23} ne peut pas fonctionner avec ces voies lentes).

Signalons qu'un contacteur S à 4 positions permet les combinaisons suivantes :

Position	1	2	3	4
Sélection d'amplitude	Non	Oui	Non	Oui
Porte interne	Non	Non	Oui	Oui
Polarisation V_{32}	+ 5 V	+ 10 V	+ 5 V	+ 10 V
Retard 2	Oui	Oui	Non	Non

C O N C L U S I O N

Ainsi, les temps à mesurer, distribués entre $-\tau$ et τ, ou entre 0 et 2τ suivant les réglages de l'appareil, sont représentés par des impulsions distribuées entre 0 et 50 volts (après passage du seuil de l'analyseur).

Cet analyseur d'amplitudes les enregistre dans l'une de ses 50 voies et nous fournit la distribution $N(V) = N(\theta/\alpha)$, d'où les θ initiaux.

Nous allons maintenant soumettre l'appareil à quelques tests pour contrôler ses performances dans la conversion des temps en amplitudes.

CHAPITRE III

R E S U L T A T S

I - COURBE TEMPS-AMPLITUDE

Nous chercherons d'abord si notre appareil effectue bien une conversion linéaire dans l'intervalle qui lui est fixé.

Un générateur comportant un relais coaxial à mercure produit des impulsions standard négatives de 10 V environ montant en 5 ns. Deux câbles à l'impédance de 50 ohms relient les sorties du générateur aux grilles de V_1 et V_2, avec des longueurs différentes, constituant le retard θ ; l'unité de retard R sera celui introduit par un mètre de câble, soit environ 5 ns d'après le fabricant.

Au cours d'une expérience préliminaire, nous avions utilisé comme câbles (mise en forme, adduction, retard) des bifilaires de 300 ohms convenablement adaptés. A part celà, l'appareil était identique à sa version définitive. Dans ces conditions, les réponses de I_1, I_2 et de l'amplificateur différentiel V_{12} sont celles de la figure 19. On remarque que D (θ) est bien linéaire. Mais de fortes fluctuations des points voisins des extremum pouvaient s'observer sous l'effet d'influences extérieures. Aussi, avons-nous abandonné ces bifilaires au profit des coaxiaux de 150 ohms.

La figure 20 montre le résultat définitif. On constate une linéarité correcte de - 0,75 à + 0,75 R. Nous avons donc limité le fonctionnement de l'appareil à cet intervalle. Pour celà :

- nous règlons le seuil de V_{17} et V_{16}, univibrateurs de sélection temporelle pour qu'ils se déclenchent juste aux amplitudes des $\theta = \pm 0{,}75$ R
- nous ajustons la hauteur de l'impulsion-piédestal issue de V_{18} (réglage du potentiomètre de plaque) et le gain de l'amplificateur de sortie (potientiomètre en parallèle sur V_{23}) de façon que l'analyseur enregistre :

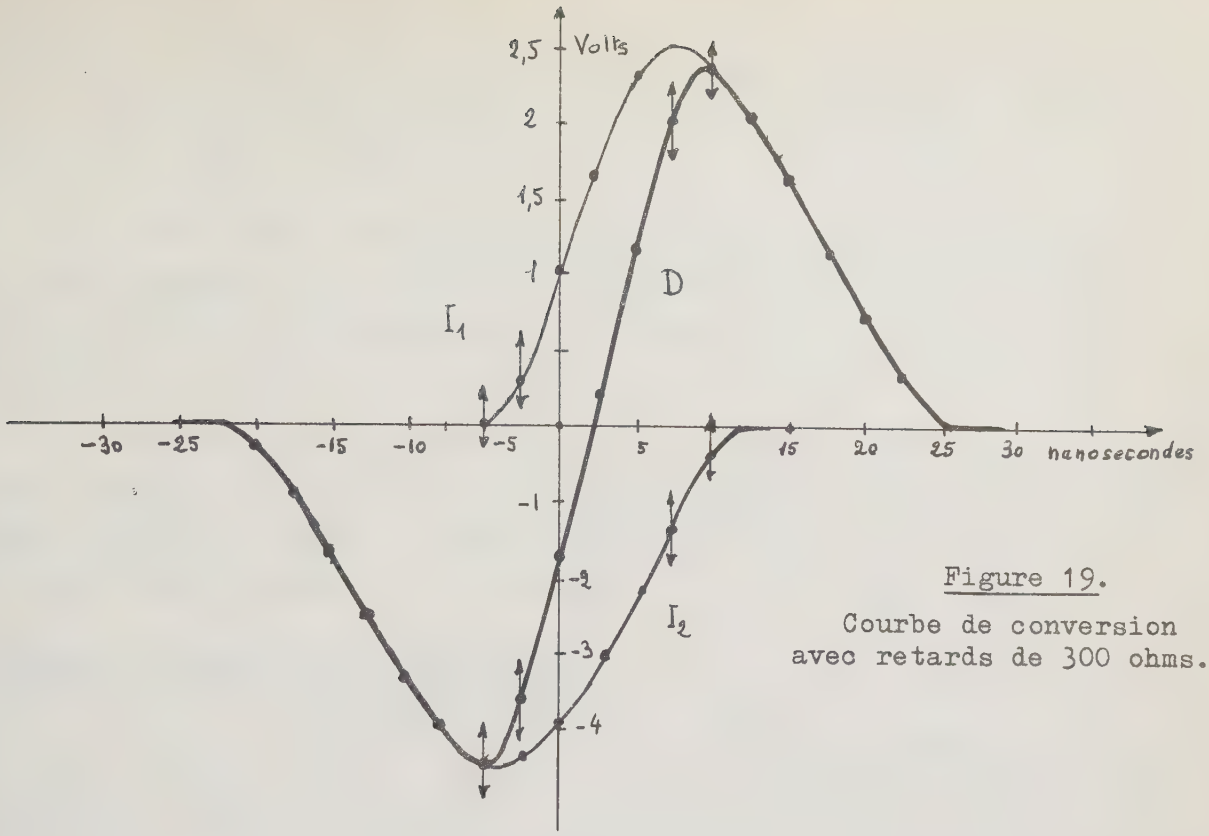


Figure 19.

Courbe de conversion
avec retards de 300 ohms.

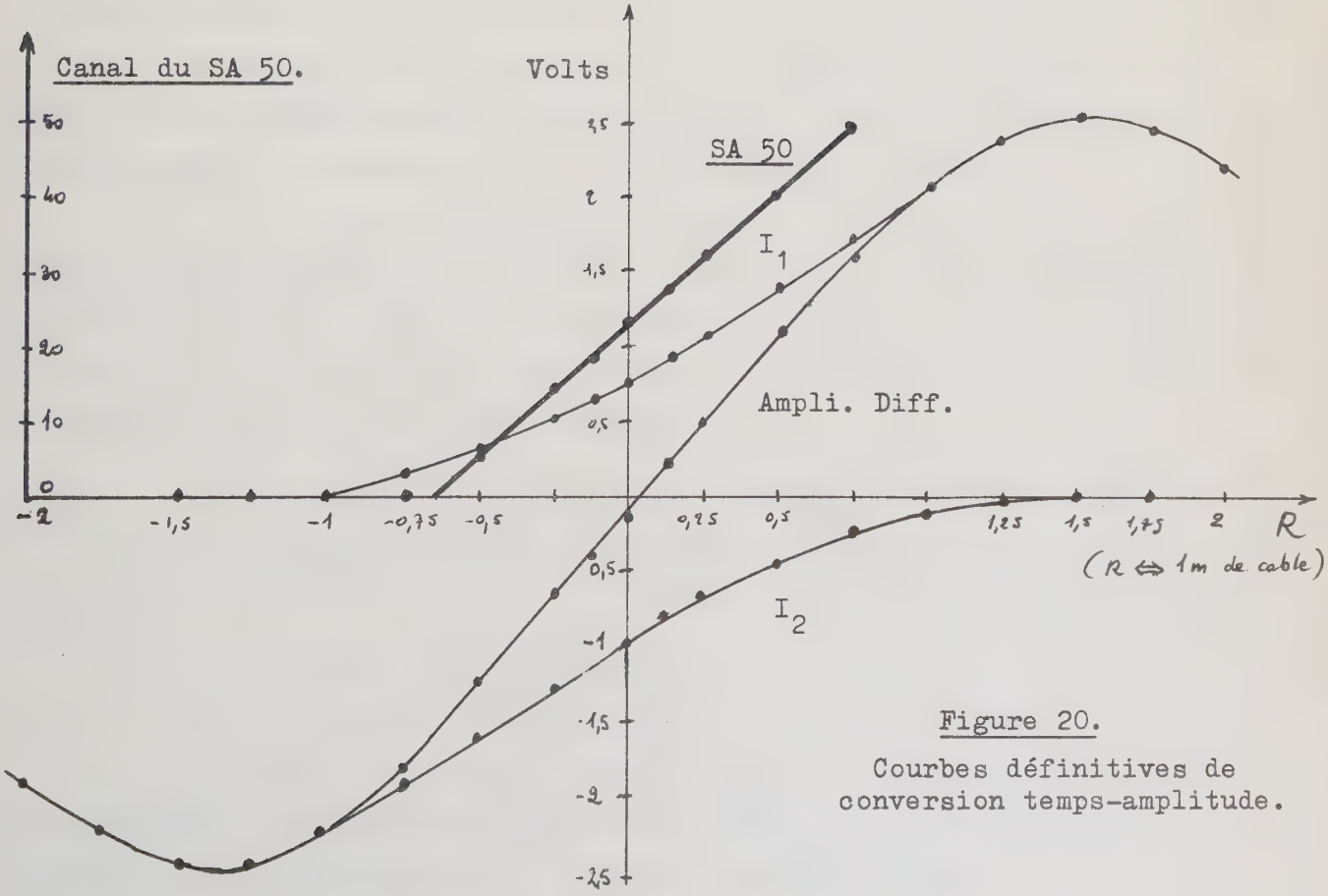


Figure 20.

Courbes définitives de
conversion temps-amplitude.

- dans le canal 0 les impulsions dûes au retard - 0,75 R
- dans le canal 25 " à un retard nul
- dans le canal 50 " au retard 0,75 R

Nous avons tracé alors la courbe définitive de conversion. C'est celle désignée par "SA 50" sur la fig. 20. En ordonnées : la hauteur d'impulsion telle que l'analyseur SA 50 l'inscrit, en abscisse le retard en unités R.

Cette courbe est linéaire à 1 canal près, soit 2 %, mais accuse un léger décalage à l'origine (il se corrige aisément en ajustant la longueur des câbles reliant la mise en forme à C_1 ou C_2). On a vérifié que tout θ de $|\theta| > 0{,}75$ R ne provoque pas de comptage.

II - POUVOIR DE RESOLUTION ELECTRONIQUE ε.

A tout retard θ, correspond en réalité une amplitude dont la valeur moyenne est V. Les fluctuations d'amplitude autour de cette valeur moyenne sont un phénomène de hasard et sont dues au bruit de fond de l'électronique ; les amplitudes, correspondant à un θ unique, sont distribuées autour de V avec une densité de probabilité qui peut être représentée par la courbe en cloche. Sa demi-largeur à mi-hauteur est considérée comme un critère de résolution des convertisseurs temps-amplitude : c'est le pouvoir de résolution électronique ε. Il ne dépend pas de la qualité des détecteurs.

Pour mesurer ε, nous avons dû dilater au maximum notre courbe, sinon la distribution en cloche est si étroite qu'elle tient aisément dans la largeur d'un canal. Le bloc "SA 50" comprend, en plus de l'analyseur et des 50 enregistreurs, un amplificateur et un discriminateur réglable pouvant retrancher jusqu'à 100 V à toute impulsion.

Nous avons dilaté 5 fois la partie de la courbe comprise entre V = 20 et V = 30 par amplification de 5 et règlage du seuil à 100 volts. Alors à tout θ fixe de cet intervalle, correspondait une distribution V telle qu'on mesurait :

- 85 % des impulsions en V
- 7 % en V+1 et 7 % en V-1
- aucune impulsion en V+2 ni V-2

La demi-largeur à mi-hauteur de cette distribution est donc inférieure à un demi-canal, soit dans ce cas : $\varepsilon < 1{,}5 \cdot 10^{-11}$ seconde

Nous verrons plus loin l'influence sur le pouvoir de résolution global des détecteurs qui convertissent un temps θ' entre événements nucléaires en un temps θ entre signaux électriques.

III - PENTE DE LA COURBE - PLAGE D'EXPLORATION.

En admettant toujours que R = 5 ns, l'intervalle de temps exploré par notre convertisseur serait de 7,5 ns ; la pente de la courbe α de $6{,}5.10^9$ V/s et son inverse :

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta V} = 0{,}15 \text{ ns/volt}$$

La vitesse de propagation de l'ordre électrique dans le câble étant seulement donnée à 20 %, nous avons pris la vitesse de la lumière comme étalon de temps grâce à l'expérience suivante :

Une source filiforme de 22 Na émet des positons qui s'annihilent dans le support même de la source (tube mince d'Al) en donnant 2γ directement opposés ; ces γ sont simultanés. Les détecteurs γ sont placés en face l'un de l'autre avec la source entre les deux à la distance x de l'un d'eux. (Fig. 21) Une variation dx introduit une variation de différence de chemin optique de 2 dx pour les γ, donc un retard de l'un sur l'autre de $d\theta = 2\frac{dx}{c}$.

Le déplacement dV de l'ensemble de la courbe en cloche dans l'échelle des amplitudes est lié à α par :

$$dV = \alpha\, d\theta = 2\frac{\alpha}{c}\, dx$$

La position de V_{max} des courbes de Gauss obtenues (fig. 21) varie ainsi :

x =	1,25	3,5	5,75	8	10,25	11	cm
V_{max} =	19,5	18,5	17,25	16	14,5	14	volts

Le tracé de la courbe dV = f (dx) (fig. 21) montre une relation linéaire, donc un α constant du canal 14 au canal 20. En dehors de cet intervalle, les courbes s'élargissent et perdent leur symétrie, car les différents points du volume du scintillateur ne peuvent plus être considérés comme à la même distance de la source trop proche.

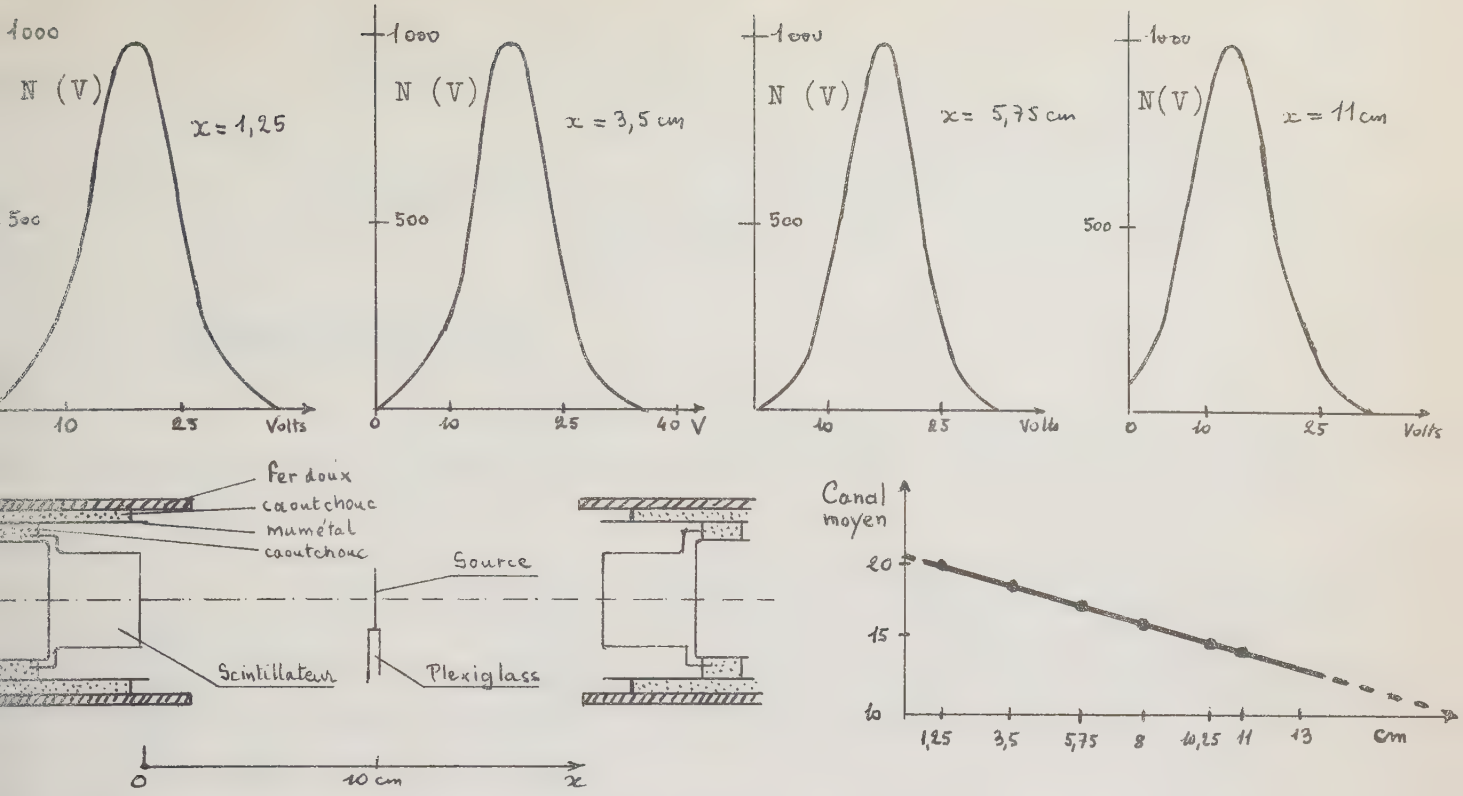


Fig. 21. Temps de vol des γ. Déplacement de P(V) avec x. Dispositif expérimental et variation de V moyen avec x.

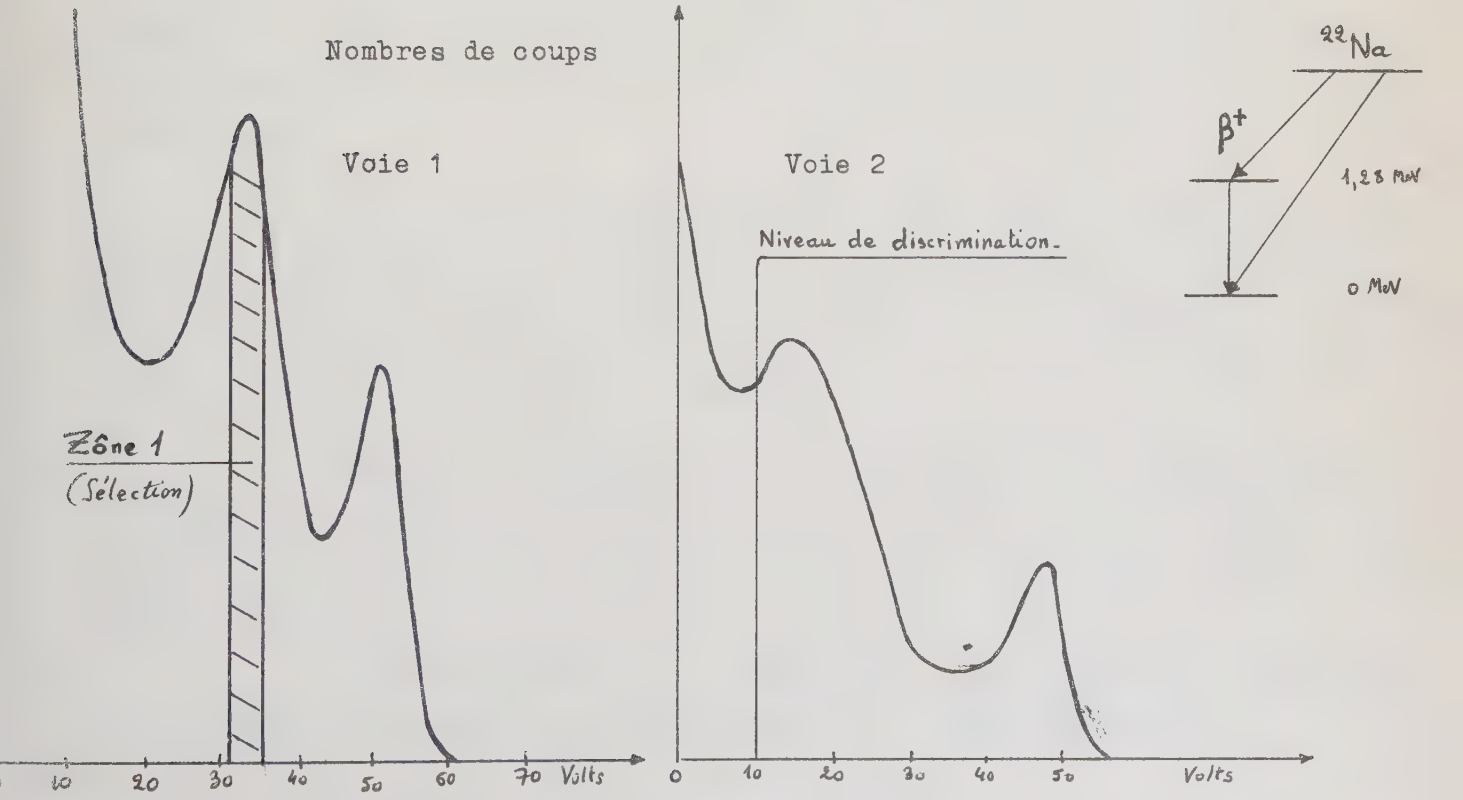


Fig. 22 et 23. Spectres du ^{22}Na dans chaque voie lente.
(HT+2 000 V. Bandes de 1 volt. Amplification: 10 pour voie 1
20 pour voie 2.)

Nous tirons de la fig. 38-c.

$$1/\alpha = 1{,}15 \cdot 10^{-10} \text{ seconde par volt}$$

D'où, R vaut 3,85 ns et la plage d'exploration totale est :

$$T = 5{,}75 \text{ ns}$$

IV - COURBE PROMPTE P (V).

C'est la courbe de distribution des amplitudes obtenues avec des évènements nucléaires deux à deux simultanés ($\theta = o$) ; les particules détectées sont les 2 γ du 22 Na.

Sans sélection d'amplitude, on obtient la courbe 24, accusant une mi-largeur ρ à mi-hauteur de 7,5 canaux de 1 volt, soit $\rho = 8{,}5 \cdot 10^{-10}$ s. Dans ce cas, toutes les impulsions sortant des détecteurs sont enregistrées, même celles, très nombreuses, dont l'amplitude est inférieure au minimum de 3 V exigé par la mise en forme.

Avant d'introduire une sélection d'amplitude, il faut connaître la distribution des impulsions en amplitude (le spectre) des "voies lentes". Les spectres obtenus sont représentés par les figures 22 et 23. Sur 22 (détecteur 1), on distingue très bien les pics dûs aux γ de 1,28 Mev et à ceux d'annihilation (0,511 Mev). Sur 23 (2e détecteur), les pics sont beaucoup moins résolus.

Nous avons alors réglé le sélecteur d'amplitude monocanal de la première voie lente ainsi : seuil 31,5 V, largeur de bande 5 V. L'enregistreur ne reçoit maintenant que les informations provenant des impulsions du détecteur dont l'amplitude est celle de la zone hachurée de la figure 22. (Ceci correspond à une moyenne de 9 V sur l'anode du PM 1).

Quant à la deuxième voie lente, de trop mauvaise résolution pour la largeur des bandes dont nous disposions, nous avons fixé son seuil de discrimination à 25 V, ce qui interdit l'enregistrement des signaux provoqués par des impulsions d'anode du photomultiplicateur 2 inférieures à 3 volts.

Avec cette sélection d'amplitude, nous obtenons la distribution de la figure 25, montrant une demi-largeur de 5 canaux, soit :

$$\rho = 5{,}7 \cdot 10^{-10} \text{ seconde}$$

D'autre part, nous notons que la valeur moyenne de la distribution V (θ = o) est 17,5 V et non 25 V comme prévue, puisque la source de 22 Na est équidistante des deux détecteurs. Cette anomalie provient sans doute de retard dans les scintillateurs et d'une différence de temps de transit moyen des photomultiplicateurs. Nous étudierons ce problème dans la discussion.

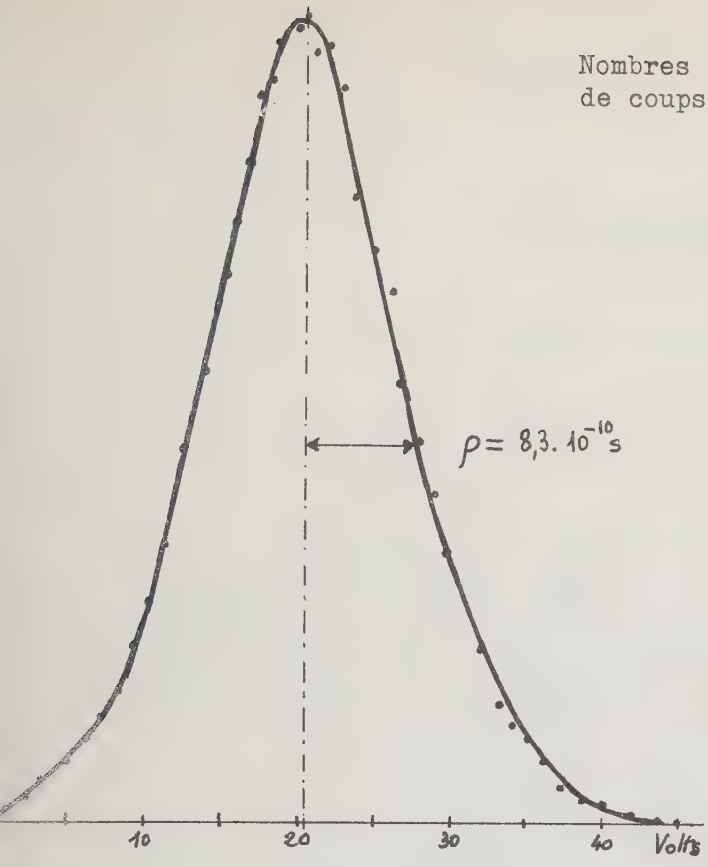


Fig. 24. P(V) sans sélection d'amplitude.

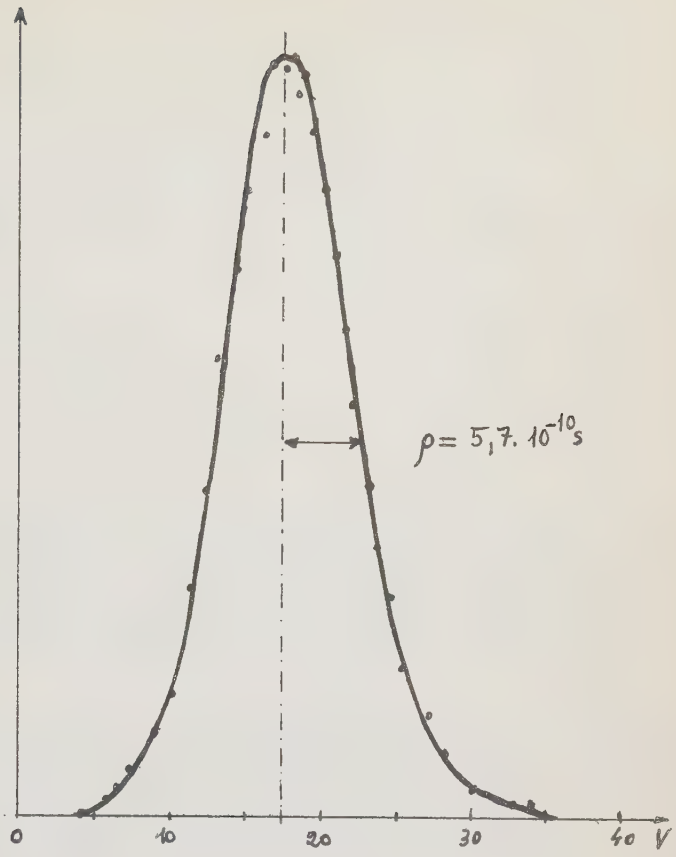


Fig. 25. Courbe Prompte P(V) avec sélection d'amplitude.

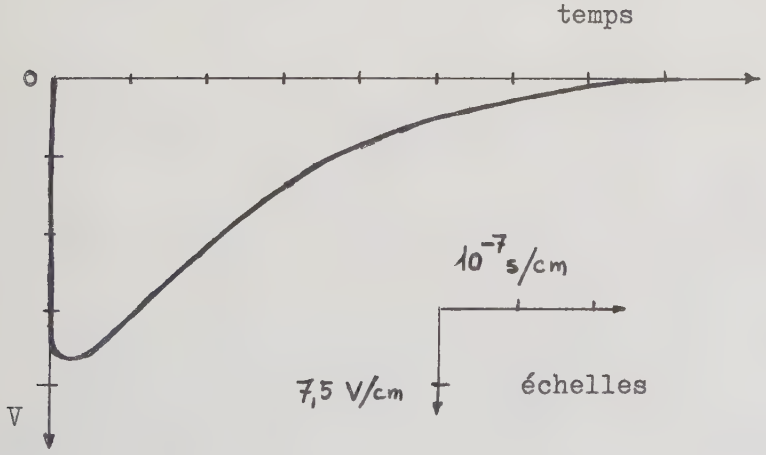


Fig. 26. Impulsions sur l'anode d'un photomultiplicateur avec R=15 K

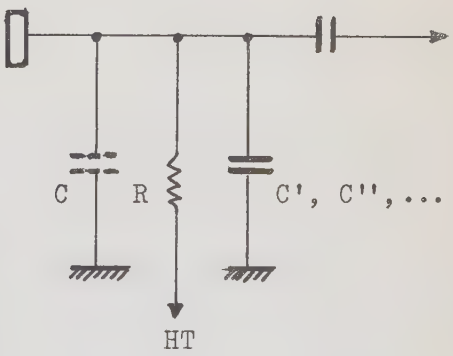


Fig. 27. Impédances chargeant l'anode des photomultiplicateurs.

CHAPITRE IV

D I S C U S S I O N

La date de l'évènement nucléaire est-elle transmise fidèlement à l'appareil enregistreur malgré les mécanismes statistiques qui assurent cette transmission ? Dans l'ordre chronologique, chacun des mécanismes introduit l'une des incertitudes suivantes :

1. l'incertitude δ sur l'endroit où se produit la scintillation
2. l'incertitude σ sur la date de production des photoélectrons
3. l'incertitude η sur l'arrivée des électrons à l'anode du détecteur
4. l'incertitude μ sur la date du signal standard de mise en forme.

C'est l'addition de ces quatre dispersions à celle de l'électronique ε qui produit l'incertitude globale $\rho = 0{,}57$ ns mesurée comme 1/2 largeur de la courbe prompte. Nous allons évaluer numériquement la contribution de ces causes d'erreurs.

I - INCERTITUDE DU LIEU D'INTERACTION.

On négligera l'influence des réflexions de la lumière, ce qui est valable, puisqu'on n'utilise que 4 photoélectrons.

La source est à d = 10 cm des faces avant des scintillateurs, dont le rayon et l'épaisseur sont voisins de r = 2 cm ; la différence de trajet optique pour l'onde électromagnétique (sous forme de photon γ ou de photon bleu), suivant l'endroit où se produit l'interaction dans le volume du scintillateur, est au maximum de l'ordre de $r \left(\frac{r}{d} + \sqrt{2} - 1 \right)$ soit une différence de marche maximum de :

$$\delta = 2.10^{-11} \text{ seconde.}$$

II - DESEXCITATION DU SCINTILLATEUR

La deuxième cause est liée à la valeur finie de la constante de temps τ_o de désexcitation du scintillateur et à celle de la durée de vie de la couche photosensible. Mais cette dernière est bien plus faible que la précédente et nous la négligerons. On peut dire que la date de l'impulsion de mise en forme est donnée par la moyenne $\bar{t}$ des dates d'émission des Q premiers photoélectrons d'une scintillation.

Ces Q électrons sont ceux qui servent à former les deux premiers volts de l'impulsion, le signal utilisé est en effet formé pendant toute la montée de l'impulsion du photomultiplicateur jusqu'à 2 volts et seulement pendant ce temps.

D'après Colombo, Gati et Pignanelli [20], l'incertitude sur ce $\bar{t}$ est en première approximation :

$$\sigma^2 = \frac{Q\,\tau_o^2}{3N^2}\left(1 + \frac{3}{2Q} + \frac{1}{2Q^2}\right)$$

en désignant par N le nombre total d'électrons émis par une scintillation. Evaluons N et Q.

a) Evaluation de N

Le gain G du photomultiplicateur à la tension utilisée étant connu (10^8), l'anode collecte NG électrons qui s'écoulent par la résistance R (15 K) (fig. 27). Chaque électron, de charge e, provoque une impulsion de tension dont l'intégrale sur le temps est Re, donc la surface de l'impulsion totale est : RNGe. Cette impulsion est dessinée sur la figure 26, sa surface est évaluée à 10 cm2, soit $7{,}5.10^{-6}$ V-s (échelles employées : 7,5 V et 10^{-7} s/cm2), d'où : $NGe = 5.10^{-10}$ coulomb et N = 31 électrons.

Cette impulsion est celle produite par le γ de 0,511 Mev.

Une deuxième méthode de mesure de N consiste à remplacer R par une très grande résistance de façon que la constante de temps RC (C=capacité parasite de plaque) soit bien supérieure à τ_o ; il y a intégration sur l'anode de la quantité d'électricité Q de l'impulsion (il faut cependant éviter l'accumulation de plusieurs impulsions en rendant le taux de comptage faible). On mesure alors la hauteur V de l'impulsion. La charge collectée par l'anode est Q = CV ; on ne connaît pas C, mais, en ajoutant des capacités connues C', C", on a :

$$Q = CV = V' (C + C') = V'' (C + C'') = \ldots$$

d'où C . Avec R = 1 mégohm et $\Sigma C_i = C$, V = 36 volts

$\Sigma C_i = C + 10$ pF, V' = 22 volts

$\Sigma C_i = C + 20$ pF, V'' = 17 volts

Ces amplitudes sont difficiles à mesurer car le taux de comptage est faible (ce sont toujours les impulsions du pic de 0,511 Mev).

On tire $C \sim 15$ pF et $N = \frac{CV}{eG} \simeq 30$ électrons.

b) Evaluation de Q

Le temps mis par l'impulsion du photomultiplicateur pour atteindre 2 volts est t tel que :

$$\frac{V}{V \text{ max.}} = \frac{2}{15} = \frac{RC}{\tau_o - RC} \left(e^{-t/\tau_o} - e^{-t/RC} \right) \qquad [43]$$

si son maximum V max. = 15 volts.

Avec $\tau_o = 4{,}2$ ns (scintillateur de p-terphényl)

et RC = 225 ns (R = 15 K, C = pF), on obtient :

$$t = 0{,}6 \text{ ns}$$

Au bout de ce t, il a été émis par le scintillateur Q photons tels que :

$$Q = \frac{N}{\tau_o} \int_0^t e^{-t/\tau_o} \, dt$$

$$Q = 4 \text{ électrons.}$$

d'où :

$$\sigma^2 = 21.10^{-4} \, \tau_o^2 = (0{,}2 \text{ ns})^2$$

III - DISPERSION DE TEMPS DE TRANSIT

Quant à la troisième cause d'incertitude, elle est provoquée par les fluctuations de temps de transit entre le point de la photocathode où l'électron prend naissance et l'anode ; cette fluctuation est inférieure à 3.10^{-10} s d'après le fabricant. (Nous n'utilisons d'ailleurs pas toute la surface de la photocathode).

IV - INCERTITUDE DE LA MISE EN FORME

Nous entendons par là la dispersion de temps introduite sur l'information temporelle par la seule dispersion d'amplitude. Elle est difficile à évaluer. Nous avons utilisé deux méthodes :

A. Une première expérience nous a conduit à accoler sur le même scintillateur les deux photomultiplicateurs avec les joints convenables et à exciter ce scintillateur par des γ . La courbe de distribution obtenue est celle de la figure 28.

Sa demi-largeur à mi-hauteur est :

ν = 4 canaux, soit 0,45 ns, si la sélection de la voie lente s'étend de 15 V à l'∞ (donc pour les anodes respectivement des photomultiplicateurs 1 et 2 : au-dessus de 3 V et au-dessus de 6 V)

ν = 3 canaux, soit 0,35 ns, pour une sélection de 35 à 40 V.

ν = 2,5 canaux, soit 0,29 ns, pour une sélection de 45 à 50 V.

Puisque dans la mesure de ρ , l'une des voies accepte toutes les impulsions donnant dans la voie lente plus de 15 V, adoptons le ν de la 1ère courbe :

$$\nu = 0,45 \text{ ns}$$

Mais cette dispersion englobe la dispersion η de temps de transit et la dispersion propre à la mise en forme μ . Nous pouvons admettre que :

$$\nu^2 = \eta^2 + \mu^2$$
$$\nu = 3,3 . 10^{-10} \text{ s}$$

B. Dans une deuxième expérience, nous utilisons un seul photomultiplicateur et les deux circuits de mise en forme sont branchés sur cette même anode. Nous obtenons les distributions de figure 29. Elles accusent une demi-largeur de 1,5 à 1,75 canaux soit 1,7 à 2.10^{-10} s.

Dans cette expérience, le temps de transit n'intervient plus, mais il y a un facteur aléatoire agissant sur la mise en forme dont nous ne tenons pas compte ici, c'est l'effet des différences d'amplitude : ici, elles sont égales sur les deux mises en forme. Nous avons cherché à évaluer l'effet des différences de hauteur entre voies en utilisant les signaux de notre générateur de mercure.

Pour un rapport de 2 entre les hauteurs de ces signaux (ce qui est rarement atteint avec les photomultiplicateurs dès qu'on utilise une sélection d'amplitude), l'analyseur n'accuse qu'un déplacement de 1 canal. De même, il y a déplacement d'un canal lorsque les impulsions, égales sur les voies, varient du simple au double.

Avec ces données, nous pouvons estimer l'imprécision de mise en forme μ comme égale à la somme de ces deux imprécisions, soit :

$$\mu \leqslant 3{,}5.10^{-10} \text{ seconde.}$$

COMPARAISON ENTRE LA VARIANCE THEORIQUE ET LA VARIANCE EXPERIMENTALE.

A la lumière de ces données, le temps θ mesuré par l'appareil devient méthématiquement une variable aléatoire somme des cinq variables aléatoires indépendantes suivantes :

- t_1, différence de temps de vol des γ + photons visibles (variance δ^2)
- t_2, différence de temps entre l'excitation par le γ et le $\bar{t}$ moyen de production des Q premiers photoélectrons (variance σ^2)
- t_3, différence de temps de transit dans les deux photomultiplicateurs (variance η^2)
- t_4, différence entre les centres de gravités des impulsions introduite par la seule distribution d'amplitude (variance de $0{,}72\ \mu^2$)
- t_5, différence entre les amplitudes (après la conversion temps-amplitude) introduite par les circuits électroniques (variance de $0{,}72\ \varepsilon^2$)

Le facteur 0,72 = 1/2 Log 2 s'introduit ici parce que les demi-largeurs à mi-hauteur des courbes ne sont pas égales aux variances, mais à (2 Log 2) fois la variance.

La variance d'une somme de variables aléatoires indépendantes de distributions normales étant égale à la somme des variances des variables, la variance totale théorique τ^2_{th} est :

$$\tau^2_{th} = \delta^2 + \sigma^2 = 0{,}72\ (\mu^2 + \varepsilon^2) + \eta^2 = 21{,}7.10^{-20} s^2$$

La largeur théorique de la distribution finale serait :

$$\rho_{th} = \tau_{th} \cdot (0,72)^{-1/2} = 5,7.10^{-10} s.$$

En prenant la détermination $\nu = (\eta^2 + \mu^2)^{1/2}$, on obtient :

$$\rho_{th} = 5,1.10^{-10} s.$$

valeur moins élevée, vraisemblablement parce qu'ici nous mesurons un η plus faible (photocathode utilisée partiellement) que celui adopté plus haut.

Rappelons que le ρ expérimental est : $\rho = 5,7.10^{-10} s.$

L'accord est correct entre les deux déterminations. Remarquons que dans nos mesures, il convient d'évaluer la contribution des comptages parasites. Nous obtenons :

- pour le bruit de fond : 10 impulsions enregistrées par la totalité de l'analyseur en 20 minutes, alors que nos comptages portaient toujours sur plus de 5 000 impulsions et duraient moins de 10 minutes.

- pour le taux de coïncidences fortuites (comptage parasite particulier aux circuits de coïncidence de résolution finie) : avec des sources trois fois plus actives que la source d'essai précédente et placées encore plus près des scintillateurs, séparées entre elles par 24 cm de plomb, on n'a enregistré aucune impulsion en 30 minutes, en parfait accord avec ce que nous attendions, étant donné la très faible valeur du temps de résolution.

CRITIQUES SUR L'APPAREILLAGE

Trois parties du montage ne nous ont pas donné entière satisfaction.

1. Les photomultiplicateurs.

La dissymétrie entre les deux était flagrante. Le constructeur indiquait un gain de 10^8 à 2 040 V pour l'un et à 2 650 par l'autre. Nous les avions primitivement alimentés chacun à leur tension isogain, mais cela introduisait des différences de retard qui élargissaient encore bien plus la courbe de Gauss. Les plus faibles largeurs de cette courbe ont été obtenues pour des tensions égales sur les deux photomultiplicateurs ; on avait alors un retard constant supplémentaire entre voies de 0,8 ns, d'ailleurs légèrement variable

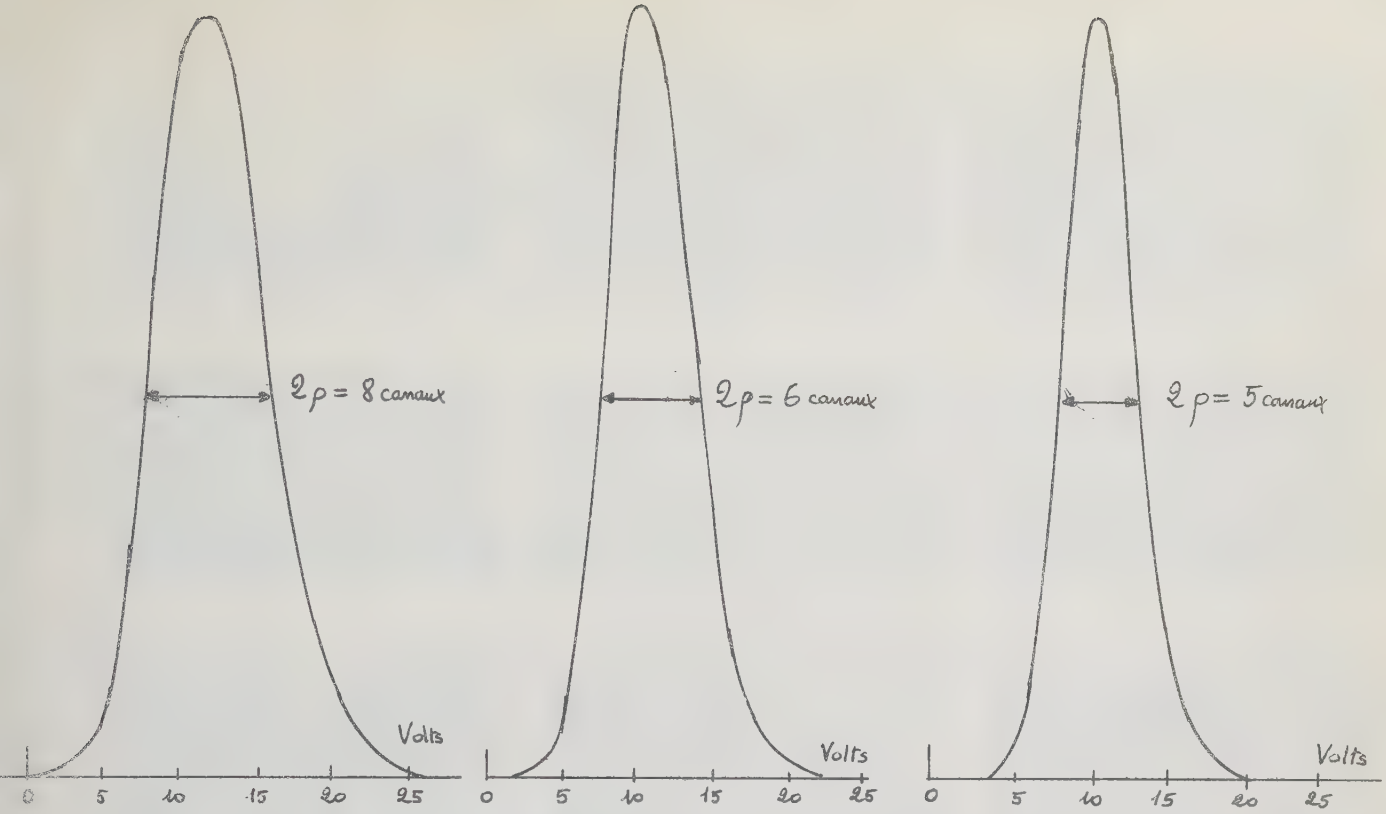


FIG. 28 P (V) avec un seul scintillateur et deux photomultiplicateurs.

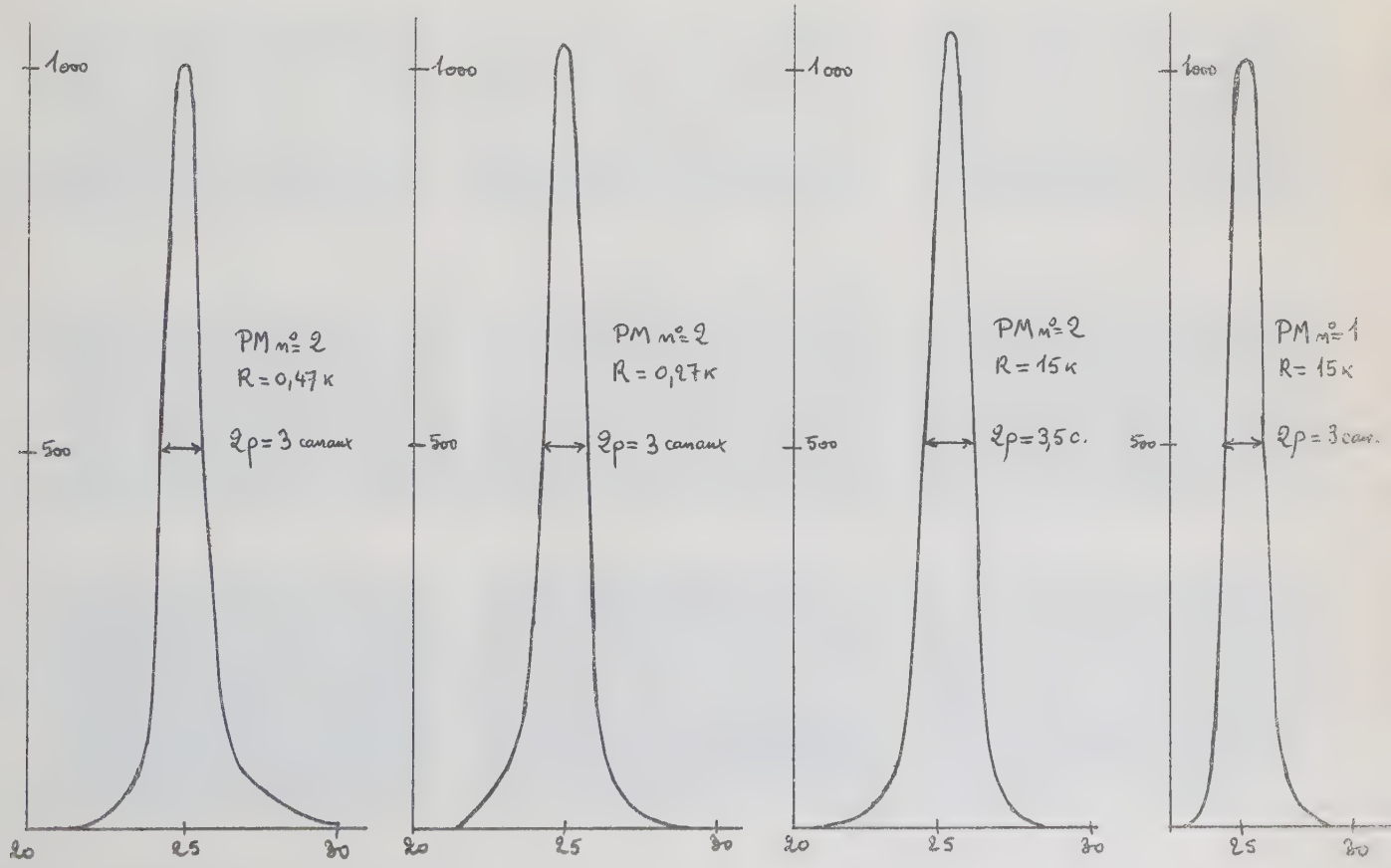


FIG. 29 P (V) avec un seul PM à R variable.

O S C I L L O G R A M M E S

(Oscillographe Tektronix 517, pour les photos 31 à 39)
(Oscillographe Tektronix 545, pour les photos 39 à 49)

31
Impulsions sur l'anode des photomultiplicat.
(2,5 V et 10ns/carreau)

32
Sortie Dynode 14
(20 ns / carreau)

33
Signal mis en forme (voie 1)
(1,25 V et 10 ns/ car.)

34
Signal mis en forme (voie 2)
(1,25 V et 10 ns/car.)

35
Garwin - Signal en P pour $\theta = 0{,}8\,\tau$
(1 V, 10 ns/carreau)

36
Garwin - Signal en P pour $= 0{,}3\,\tau$
(1 V, 10 ns/carreau)

37
Garwin - Sortie pour $0{,}3\,\tau$
(1 V, 10 ns/carreau)

38
Garwin - Sortie pour $\theta = o$
(1 V, 10 ns/carreau)

39
Sortie Intégration
(3 V, 1 µs/carreau)

40
Sortie D, $\theta = o$ (entrée 20)
(1 V, 1µs/carreau)

41
Sortie D $\theta = 0{,}8\,\tau$
(1 V, 1µs/carreau)

42
Comparaison entre le signal et le piédestal
(1 V, 1µs/carreau)

43
Impulsions entrant sur V_{20}
(0,5 V, 1µs/carreau)

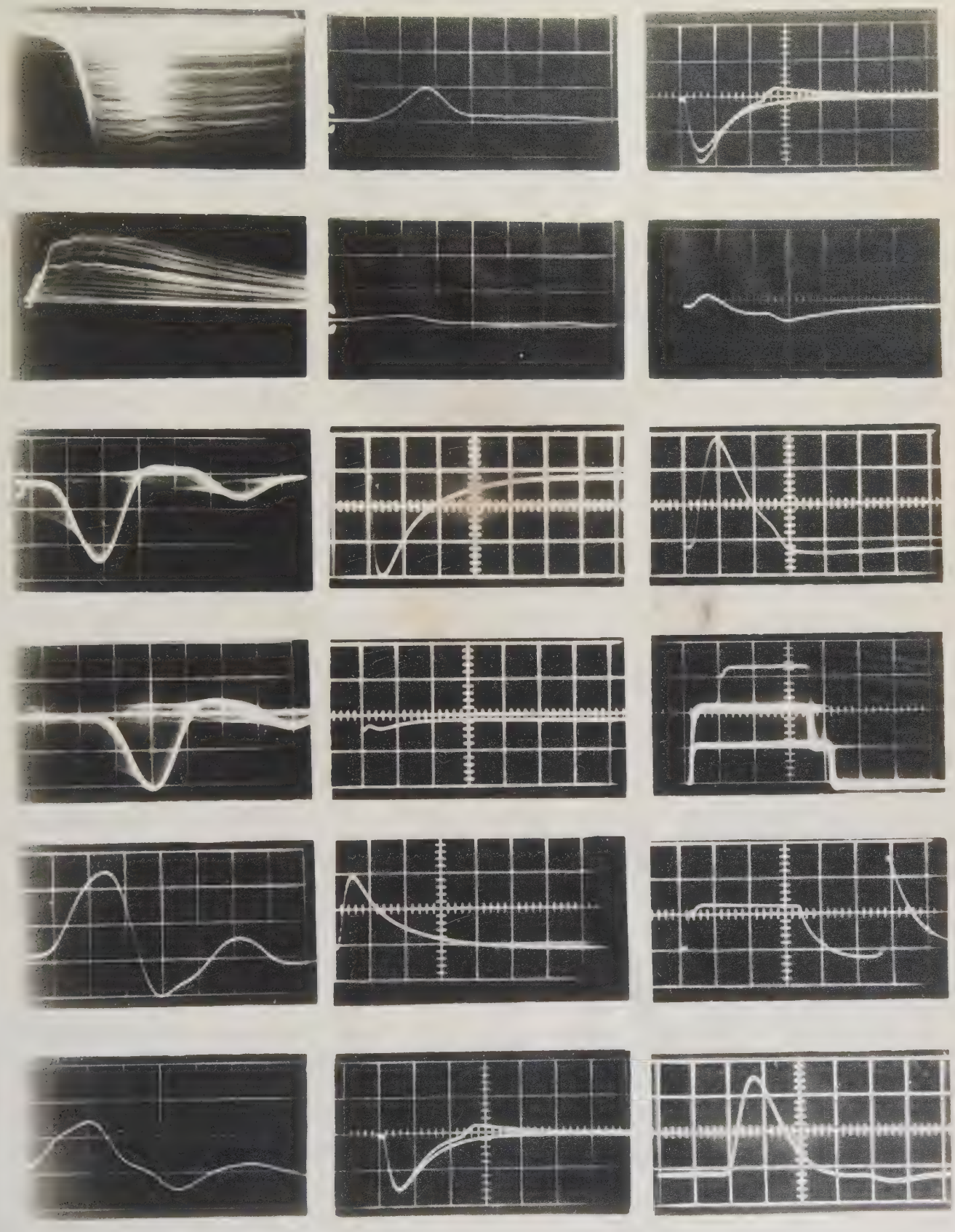
44
Sortie de V_{20} $\theta = -0{,}8\,\tau$
(0,5 V, 1µs/carreau)

45
Sortie de V_{20} $\theta = 0{,}8\,\tau$
(0,5 V, 1µs/carreau)

46
Entrée sur la diode V 32
(5 V, 1 µs/carreau)

47
Sortie de la diode V 32
(5 V, 1µs/carreau)

48
Signal de sortie enregitré dans le canal 50
(20 V, 1µs/carreau)



avec l'amplitude sélectionnée par la voie lente. D'autre part, la mauvaise résolution de l'un d'eux est visible sur les spectres (fig. 22 et 23) et ce défaut ne provenait ni du scintillateur que nous avons permuté avec l'autre, ni du couplage optique plusieurs fois refait.

2. La mise en forme.

Nous avons voulu la rendre la plus simple possible. Il aurait peut-être été préférable d'utiliser un plus grand nombre de tubes, comme l'ont fait Samueli et Sarazin [41] qui d'autre part, utilisent des tubes à pente plus élevée (E 280 F, D 3 A de pentes respectives 26, 35 mA/V au lieu des 16,5 mA/V de l'E 180 F). Nous aurions ainsi augmenté ε, mais diminué μ . Nous avons noté au passage, d'autre part, que, bien que le cutt-off soit dépassé, la variation d'amplitude des impulsions négatives sur la grille provoquait une légère variation des signaux de la "mise en forme".

Enfin, les essais de déclenchements de la "mise en forme" avec des impulsions égales ou inégales montrent que la fluctuation μ intervient pour presque la moitié dans la variance totale. On ne saurait donc pousser plus loin la résolution sans accorder une attention spéciale à ce circuit.

3. Les circuits de coïncidences rapides.

Ils ont été très longs à régler, car il leur faut une très grande symétrie. S'il est encore possible de trouver des E 88 CC assez symétriques, le problème est très différent pour les diodes qui, rappelons-le, doivent avoir en UHF des capacité, résistance directe et temps de restitution faibles ; en outre, ces paramètres doivent être stables, malgré le vieillissement et malgré les changements de température. C'est à cause des diodes que la courbe de conversion temps-amplitude (fig. 20) ne passe pas par 25 volts pour $\theta = o$. On constate d'ailleurs sur la photo 40 que pour $\theta = o$, les impulsions de I_1 et I_2 ne s'annulent pas dans l'amplificateur différentiel. Cela, quel que soit le réglage des polarisations de I_1 et I_2 ; c'est la sortie des circuits de Garwin qui est trop dissymétrique et la compensation par I_1 I_2 est insuffisante.

Il est certain que les progrès réalisés dans la fabrication des diodes amélioreront d'une façon notable ces circuits.

C O N C L U S I O N

Nous avons mis au point un appareil destiné à mesurer des intervalles de temps courts. Joint à un analyseur-enregistreur multicanal, il permet de connaître facilement une distribution d'intervalles de temps entre évènements nucléaires.

Il peut être utilisé près des accélérateurs, à cause de sa mobilité, du blindage de ses détecteurs et de la distance qui peut séparer les détecteurs du bloc de l'appareil. Enfin, il peut travailler dans des flux de particules élevés (de l'ordre de 10^4 impulsions par seconde).

Notre appareil fournit des performances au moins aussi bonnes que les circuits déjà décrits : la linéarité de sa courbe et son temps de résolution électronique ($1,5.10^{-11}$ seconde) sont excellents.

Nous avons enfin montré dans quel sens devrait être entreprises des améliorations et comment la mise au point de tubes et de semi-conducteurs d'un meilleur comportement UHF permettrait des améliorations notables.

=-=-=-=-=-=-=-=-=-=-=-

TABLE DES MATIERES.

-INTRODUCTION 1

-CHAPITRE I. ETUDE PRELIMINAIRE.

1. Le fonctionnement du montage de Bay 3
2. Application au convertisseur temps-amplitude 4
3. Influence de l'amplitude 5
4. Influence de la forme 5
5. Influence de la durée. Cas trapézoïdal isocèle 6
6. Influence du retard x 7

Conclusion

-CHAPITRE II. MISE AU POINT DE L'APPAREIL.

1. Les détecteurs 9
2. La mise en forme 11
3. Le circuit convertisseur 12
4. Adaptation à l'analyseur d'amplitude 16
5. Les sélections 18

Conclusion

-CHAPITRE III. RESULTATS.

1. Courbe Temps-Amplitude 20
2. Pouvoir de résolution électronique 21
3. Pente de la courbe. Plage d'exploration 22
4. Courbe prompte P(V) 23

-CHAPITRE IV. DISCUSSION.

1. Incertitude du lieu d'interaction 25
2. Désexcitation du scintillateur 26
3. Dispersion de temps de transit 27
4. Incertitude de la mise en forme 28

Comparaison entre la variance théorique et la variance expérimentale 29

Critiques sur l'appareillage 30

-CONCLUSION. 32

BIBLIOGRAPHIE

1 JACOBSEN - Nature, 133, 1934, p. 565

2 ROTBLAT - Nature, 144, 1939, p. 248

3 DICKE - Review of Scientific Instruments, 18, 1947, p. 907

4 POST and SCHIFF- Physical Review, 80, 1950, p. 1113

5 GARWIN - R S I, 21, 1950, p. 569

6 B A Y - Physical Review, 77, 1950, p. 419

7 NEWTON - " " 78, 1950, p. 490

8 SMALLER et AVERY - R S I, 22, 1951, p. 341

9 FISHER and MARSHALL - R S I, 23 n° 8, 1952, p. 417

10 BELL, GRAHAM et PETCH - Canadian Journal of Physics, 30, 1952, p. 35

11 GARWIN - R S I, 24, 1953, p. 618

12 BELL - Beta and Gamma rays spectroscopy, edited by Siegbahn, Amsterdam, 1955, p. 494 et 505

13 VALLADAS, TEILLAC, FALK-VAIRANT et BENOIST - Journal de Physique et le Radium, t. 16, fév. 1955, p. 125

14 NEILSON and JAMES - R S I, t. 26, n° 11, p. 1018

15 JONES, WARREN - Journal of Scientific Instruments, 33, 1956, p. 429

16 MINTON - Journal of Research of the National Bureau of Standards, vol. 57, n° 3, 1956, p. 119

17 PANEGE - Journal de Physique et le Radium, 19, juill. 1956, p. 71 A

18 COTTINI et GATTI - Comptes rendus du colloque d'Electronique Nucléaire de Paris, 1958, p. 177
et Nuovo Cimento n° 4, 1956, p. 1550

19 B A Y - IRE : Transactions on Nuclear Science, vol. NS-3, nov. 1956, p. 12 à 27

20 COLOMBO, GATI et PIGNANELLI - Nuovo Cimento, vol. 5, n° 6, 1957, p. 1739

21 MIRKO M. VOJINOVIC - Bulletin of the Institute of Nuclear Science "Boris Kidrich", vol. 7, march 1957, p. 103

22 REMY et WINTER - Journ. de Phys. et le Rad., t. 18, juil. 57, p. 112 A

23 AKIMOV - Pribory i Tekh Ekspt, no 4, 1957, p. 98

24 MEUNIER - R S I, t. 28, 1957, p. 1011

25 BLAUGRUND - Proceedings of the Rehovoth conference on nuclear structure (1957) ed. by Lipkin, Amsterdam p. 542

26 GRUHLE - Comptes Rendus du Colloque International sur l'Electronique Nucléaire, Paris 1958, AIEA éditeur, p. 189

27 G A T I - id. p. 273

28 MORTON et MATHESON - id. p. 201

29 HORNYAK et YOSHIKI - id. p. 195

30 et 31 DUCLOS et MEUNIER - id. p. 243

32 LEFEVRE et RUSSEL - Electronics, vol. 32, n° 10, 1959, p. 44

33 SAMUELI et SARAZIN - Journ. de Phys. et le Rad., t. 19, juil. 58, p. 109 A

34 GORODETSKY, MULLER, POST, BERGDOLT -

Journ. de Phys. et le Rad., t. 20, n° 7, 1959, p. 49 A

35 LEWIS et WELLS - Millimicrosecond pulse techniques, Pergamon Press, 1959, p. 331

36 PIZER - A proposed fractional - ns time-of-flight instrument, publication 59-27 du CERN (Genève)

37 Jagadish B. GARG - Nuclear Instruments and methods, 6, 1960, p. 73

38 " " " " p. 77

39 BERGSTRÖM, BONACALZA, JECH, PEREZ et THIEBERGER -

Nuclear Instr. and methods, 8, 1960, p. 151

40 GORODETSKY, RICHERT, MANQUENOUILLE et KNIPPER -

Nuclear Instr. and methods, 7, 1960, p. 50

Journal de Phys. et le Rad, 21, 1960, p. 388

41 SAMUELI et SARAZIN - Journ. de Phys. et le Rad., 21, 1960, p. 390

42 FISHER et LUNDBY - R S I, vol. 31, n° 1, 1960, p. 10

43 "Les tubes photomultiplicateurs", publication 189-3-58 de "La Radiotechnique"

Vu:
Les Membres du Jury,

A. SARAZIN
J. DEPRAZ
R. CHERY

Vu et approuvé:
Le Doyen de la Faculté des Sciences,

POUR LE DOYEN
L'Assesseur,

J. BRACONNIER.

Vu et accordé le permis d'imprimer:
Lyon, le 30 janvier 1962,
Le Recteur,
Président du Conseil de l'Université,

P. LOUIS.